

B.VW. Faßmanungsbericht 2015-18



Technische
Universität
Braunschweig



Zeitabhängige Charakterisierung der Sekundärtropfen aus dem Hochgeschwindigkeitsaufprall einzelner Flüssigkeitstropfen

Benjamin W. Faßmann

TU Braunschweig, Institut für Strömungsmechanik

**Niedersächsisches Forschungszentrum für Luftfahrt -
Forschungsbericht 2015-18**

TU Braunschweig – Niedersächsisches Forschungszentrum für
Luftfahrt

Berichte aus der Luft- und Raumfahrttechnik

Forschungsbericht 2015–18

**Zeitabhängige Charakterisierung der Sekundärtropfen
aus dem Hochgeschwindigkeitsaufprall
einzelner Flüssigkeitstropfen**

Benjamin Winfried Faßmann

TU Braunschweig – Institut für Strömungsmechanik

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

Herausgeber der NFL Forschungsberichte:

TU Braunschweig – Niedersächsisches Forschungszentrum für Luftfahrt

Hermann-Blenk-Straße 27 • 38108 Braunschweig

Tel: 0531-391-9822 • Fax: 0531-391-9804

Mail: nfl@tu-braunschweig.de

Internet: www.tu-braunschweig.de/nfl

Copyright Titelbild: Benjamin W. Faßmann

**Zeitabhängige Charakterisierung der Sekundärtropfen
aus dem Hochgeschwindigkeitsaufprall
einzelner Flüssigkeitstropfen**

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von: Dipl.-Ing. Benjamin Winfried Faßmann (geb. Brinkmann)
aus: Münster (Westf.)

eingereicht am: 19. Februar 2015
mündliche Prüfung am: 18. September 2015

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel
Prof. Dr.-Ing. habil. D. Thévenin

2015

Vorwort

Die Grundlage für diese Dissertationsschrift ist in den Jahren 2007 bis 2011 im Rahmen des Industrieprojekts »Numerische und Experimentelle Untersuchung der Fahrzeugverschmutzung« entstanden, das von der Volkswagen AG finanziert wurde. An dem Projekt waren das Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig sowie der Lehrstuhl Strömungsmechanik und Strömungstechnik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg beteiligt. Inhaltlich wurden in dem Forschungsprojekt die Bildung, das Wachstum und der Transport von Wasserfilmen auf generischen Kraftfahrzeugoberflächen mit dem Ziel untersucht, numerische Verfahren im Bereich der Mehrphasenströmungen zu verbessern. In Magdeburg lag der Schwerpunkt auf den numerischen Arbeiten zum Filmwachstum und Filmtransport. Die zugehörigen experimentellen Untersuchungen wurden in Braunschweig vorbereitet und in den Windkanalanlagen des Instituts für Strömungsmechanik sowie des Lehrstuhls Strömungsmechanik und Strömungstechnik durchgeführt. Sämtliche Forschungsergebnisse sind in den Berichten von Faßmann u. Möller (2011) sowie Hagemeier (2013) zusammengefasst. Die vorliegende Arbeit basiert auf den Projekthinhalten zur Teilaufgabe der Filmbildung und behandelt die experimentellen Untersuchungen des Einzeltropfenaufpralls auf trockene sowie bereits benetzte Oberflächen.

Der erfolgreiche Abschluss meiner Doktorandenzeit wäre kaum möglich gewesen ohne die Menschen, die mir stets zur Seite gestanden haben. Allen voran danke ich meiner Frau Christina für ihre schier unendliche Geduld. Sie hat in den Jahren ungemein viel zurückgesteckt und mich jederzeit unterstützt. Auch meinen Eltern und dem Rest meiner Familie sowie meinen Freunden bin ich ausgesprochen dankbar für ihren Rückhalt, ihre Rücksichtnahme und ihr Verständnis. Häufig haben sie Absagen und Enttäuschungen hinnehmen müssen. Sehr bedauere ich, dass meine Mutter meine Promotion nicht mehr hat erleben können.

Professor R. Radespiel danke ich für seine wissenschaftlichen Anregungen, seine Ermutigung sowie seine Kritik während und nach der Projektlaufzeit. Äußerst dankbar bin ich ihm auch für seine Gelassenheit im Hinblick auf den Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit.

Ebenfalls danke ich Professor D. Thévenin für die inspirierende Zusammenarbeit im Rahmen des gemeinsamen Forschungsprojekts. Für seine Bereitschaft, meine Dissertationsschrift zu begutachten, bin ich ihm sehr verbunden.

Professor J. W. Delfs sage ich Dank für die Nachsicht, die er über vier Jahre hinweg hatte, ehe dieser Abschnitt nun zu einem erfolgreichen Ende gekommen ist. Ich freue mich besonders, dass er den Vorsitz der Prüfungskommission übernommen hat.

Mein ausdrücklicher Dank gilt T. J. Möller, der über die Zeit des Projekts hinaus mit fachlichen und freundschaftlichen Anregungen in hohem Maße zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen hat.

S. Bansmer bin ich dankbar für die konstruktive Zusammenarbeit an der gemeinsamen Veröffentlichung und seine hilfreichen Denkanstöße zur Ergebnisanalyse.

P. Scholz danke ich, dass ich über meine Beschäftigung am Institut für Strömungsmechanik hinaus gelegentlich Soft- und Hardwarelizenzen nutzen konnte, um die Datenauswertung fortzuführen.

H.-P. Görlich und U. Schiemann sowie den übrigen Mitarbeitern der Werkstatt des Instituts für Strömungsmechanik sage ich Dank für ihre Hilfsbereitschaft und die mitunter spontane Fertigung von Bauteilen. Sie haben sehr zum Fortschritt dieser Arbeit beigetragen.

K.-H. Pfeil und R. Kerbstadt bin ich dankbar für die Ausführung aller Arbeiten, die mit elektrischem Strom im Zusammenhang standen. Die Arbeit mit dem Antriebsmotor, der Lichtschränke, dem Tropfengenerator und vor allem die Datenaufzeichnung wären ohne ihr Zutun weitaus frustrierender gewesen.

Auch M. Emge gilt mein Dank für die unermüdliche Beschaffung neuer Festplatten zur Datensicherung sowie für seine Unterstützung in allen EDV-Belangen.

Meinem Mitstreiter T. Hagemeier danke ich für die enge und freundschaftliche Kooperation, die das Forschungsprojekt bedeutend gefördert hat. An die kommunikativen Abende im Anschluss an gemeinschaftliche Messungen erinnere ich mich gerne.

Bei M. Hartmann von der Volkswagen AG bedanke ich mich für die regelmäßigen konstruktiven Diskussionen, in denen er den Forschungsfortschritt aus Sicht des Industriepartners bewertet hat.

Für Konzeptideen und Konstruktionsarbeiten im Zusammenhang mit dem Aufprallversuchsstand möchte ich meinen damaligen studentischen Hilfskräften L. Huxmann, J. P. Pöttner und A. Lange danken. Sie haben maßgebliche Beiträge zu den Messungen geleistet.

Meinen ehemaligen studentischen Hilfskräften L. Rossian und K. Mutlu danke ich für ihre Bereitschaft, Stunden vor Computermonitoren zu verbringen, um Tropfenaufprallbilder aufzuzeichnen und vorzusortieren.

D. Hoppmann bin ich dankbar für die gemeinsame und erfolgreiche Zeit in einem Büro sowie für seine stets konstruktive Kritik. Ich freue mich sehr über die anhaltende Freundschaft.

Bei allen Kollegen vom Institut für Strömungsmechanik bedanke ich mich für den Zusammenhalt und die gegenseitigen Hilfestellungen, die im Forschungsalltag wie selbstverständlich gegeben werden.

Meinem Onkel D. Luchmann, meinem Freund M. Brost sowie meinen Kollegen vom Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR danke ich herzlich für ihre Korrekturvorschläge und Darstellungsideen.

Nicht zuletzt gilt mein Dank all jenen, die mich im Verlauf der Jahre durch nicht-fachlichen Gedankenaustausch und inspirierende Gespräche unterstützt haben.

Braunschweig, November 2015

Benjamin W. Faßmann

Inhaltsverzeichnis

Übersicht	1
Abstract	3
1 Problemstellung	5
2 Einführung in den Einzeltropfenaufprall	9
2.1 Kennzahlen des Tropfenaufpralls	10
2.2 Aufprall auf trockene Wände	11
2.3 Aufprall auf benetzte Wände	14
2.4 Sekundärtropfen und Sekundärmasse	16
2.5 Shadowgraphie	19
3 Experimenteller Versuchsstand	23
3.1 Arbeitsprinzip Schwungrad	23
3.2 Variationen Aufprallobерfläche	27
3.2.1 Trockene Wand	27
3.2.2 Benetzte Wand	28
3.3 Tropfengenerator	32
3.4 Versuchsanordnung	34
3.4.1 Steuerung des zeitlichen Ablaufs	35
3.4.2 Optische Komponenten	40
3.4.3 Anordnung der Kameras	40
3.4.4 Kalibrierung der Schärfentiefe	42
4 Auswertung der Messdaten	45
4.1 Datenreduktion	45
4.2 Bildverarbeitung	50
4.3 Ausreißer	50
4.4 Datenabgleich	51
4.5 Kennzahlen	52
4.6 Aufprallzeit	52
4.7 Sekundärtropfen	55
4.8 Aufprallzentrum	56
4.9 Sekundärmasse	58
4.10 Ergebnisunsicherheiten	62

5	Ergebnisse	65
5.1	Qualifizierung des Tropfengenerators	67
5.1.1	Qualitative Auswertung	68
5.1.2	Quantitative Auswertung	69
5.2	Aufprall auf die trockene Wand	72
5.2.1	Auswertung der Primärtropfen	73
5.2.2	Qualitative Auswertung	74
5.2.3	Quantitative Auswertung	77
5.3	Aufprall auf die benetzte Wand	86
5.3.1	Auswertung der Primärtropfen	88
5.3.2	Qualitative Auswertung	89
5.3.3	Quantitative Auswertung	93
5.4	Sensitivitätsanalyse	103
5.4.1	Einfluss der Unsicherheiten	104
5.4.2	Einfluss der Auswerteparameter	107
6	Zusammenfassung	115
6.1	Ergebnisdiskussion	116
6.2	Ausblick	120
	Literaturverzeichnis	123
	Abbildungsverzeichnis	129
	Tabellenverzeichnis	132
	Symbolverzeichnis	133
	Lateinische Symbole	133
	Griechische Symbole	134
	Ornamente, Indizes und Exponenten	134
	Abkürzungen	135
A	Fortpflanzung der Messunsicherheiten	137
A.1	Position und Durchmesser der Tropfen	138
A.2	Tropfengeschwindigkeit	140
A.3	Charakteristisches kinetisches Zeitmaß	141
A.4	Kennzahlen	142
A.5	Dimensionslose Aufprallzeit	144
A.6	Sekundärmasse und Massenverhältnis	145
B	Frei fallende Tropfen	148
B.1	Bewegungsgleichung	148
B.2	Eigenschwingverhalten	150
C	Betrachtung der ausgeprägten Filmströmung	152

D	Bestimmung der bildindividuellen Aufprallflächenposition . . .	155
E	Aerodynamischer Widerstand der Sekundärtropfen	157
F	Vergleich gleicher Aufprallweberzahlen	158
G	Chemische und physikalische Eigenschaften des Trinkwassers .	159

Übersicht

Die Sicherheit im Straßenverkehr ist von der Übersicht abhängig, die ein Autofahrer rings umher hat. Bei einer Fahrt im Regen ist die freie Sicht durch die Seitenscheibe hindurch auf die Außenspiegel häufig von Wassertropfen und Sprühnebel beeinträchtigt. Diese Art der Verschmutzung auch bei starkem Regen zu vermeiden und jederzeit bestmögliche Sichtverhältnisse zu gewährleisten, obliegt den Automobilherstellern. Durch funktionales Design des Außenspiegelgehäuses können sie diesen Sicherheitsaspekt erfüllen. Das Außenspiegelgehäuse muss sich zudem in das Fahrzeugkonzept und die aerodynamische Gesamtkonfiguration einfügen. Diese Aufgabe ist mit einem hohen experimentellen Aufwand verbunden. Ein Ziel aktueller Forschung und Entwicklung in der Automobilindustrie ist es daher, die Optimierung des funktionalen Designs mehr und mehr dem Computer zu übertragen. Dies gilt auch für den Außenspiegel bei einer Regenfahrt. Hierzu werden Simulationsmodelle benötigt, mit denen abhängig den Aufprallbedingungen berechnet werden kann, welcher Anteil des Regentropfens auf der Fahrzeugoberfläche verbleibt, und welcher Anteil in Form kleinerer Sekundärtropfen beim Aufprall von der Oberfläche fortgeschleudert wird. Hierzu verwendete Simulationsmodelle bedürfen der experimentellen Validierung.

Die vorliegende Dissertationsschrift stellt eine Methode vor, eine belastbare, experimentelle Datenbasis zur Validierung künftiger Simulationsmodelle zu schaffen. Die hierzu notwendigen Rohdaten werden in Laborversuchen gewonnen, in denen der Tropfenaufprall unter fahrzeugrelevanten Bedingungen systematisch untersucht wird. Variationsparameter in den Versuchen sind die Aufprallgeschwindigkeit der monodispersen Einzeltropfen sowie die Beschaffenheit der Aufpralloberfläche. Es wird der Aufprall sowohl auf trockene als auch auf benetzte Oberflächen untersucht. Kernstück des experimentellen Aufbaus ist ein Schwungrad, das eine Variation der Aufprallgeschwindigkeit anhand der Drehfrequenz ermöglicht. An dem Schwungrad werden die unterschiedlichen Aufprallflächen für den trockenen und den benetzten Aufprall montiert. Mittels phasenstarrer High-Speed Shadowgraphie wird eine Vielzahl von Schattenbildern der Aufprallvorgänge aufgezeichnet und zur Rekonstruktion von Zeitreihen verwendet. Auf dieser Grundlage wird die Validierungsdatenbasis statistisch fundiert aufgebaut.

Im Rahmen dieser Arbeit wird zudem ein Algorithmus entwickelt und implementiert, der große Datenmengen automatisiert verarbeitet. Besonderes Augenmerk

Übersicht

wird bei der Datenauswertung auf das deponierte Massenverhältnis gelegt. Dies ist der Anteil eines Tropfens, der nach dem Aufprall auf der Oberfläche verbleibt und einen Flüssigkeitsfilm bildet. Abhängig von den Aufprallbedingungen wird während des Aufpralls ein Bruchteil oder – im benetzen Fall – ein Vielfaches der Flüssigkeitsmenge des ursprünglichen Tropfens in Form von kleinen Sekundärtropfen in die Umgebung versprüht. Diese Sekundärtropfen werden im Detail charakterisiert. Die zeitliche Entwicklung der Größe und der Geschwindigkeit der Sekundärtropfen wird analysiert. Der Zeitverlauf dieser beiden Größen ist in allen untersuchten Fällen vergleichbar. Abschließend werden die gewonnenen Ergebnisse diskutiert, hinsichtlich ihrer Plausibilität bewertet und mit Daten aus der Literatur verglichen.

Abstract

The impact of single, mono disperse water droplets on dry as well as wetted surfaces is part of actual research activities relevant for a wide range of applications. Concerning safety, the reliable prediction of the development and the outcome of a droplet's impact is of high interest. A car driven in rainy conditions provides an increased safety if the wing mirrors and the side windows are continuously free of soiling. The car manufacturers meet this requirement at a high experimental effort. In order to reduce costs, computational simulations of the soiling may be integrated in the multidisciplinary design of the wing mirror housings. In this regard, a detailed understanding of the impingement process of single droplets and its dependency on the boundary conditions is required. Especially the knowledge of the share of the deposited mass upon the surface is important for an elaborate design of the mirror housing. A solid experimental validation of simulation models is necessary.

This thesis presents a method to collect and evaluate a raw data base for such a comprehensive experimental validation. The impact of single water droplets on a surface is studied. Different boundary conditions were chosen which represent the situation of a travelling car. In the experiments the impact velocity of the droplets and the condition of the surface were systematically varied. The core part of the test rig is a flywheel, rotating with adjustable angular frequency. This allows the variation of the impact velocity. On the lateral area of the flywheel, either a dry or a wetted substrate is mounted hitting the free falling droplets in mid-air. Using phase-locked high-speed shadowgraphy a time-series was reconstructed for each set of parameters. The obtained data set is sufficiently large for a scientifically and statistically thorough analysis.

Within this thesis an evaluation algorithm is developed and implemented that allows for an automated processing of large data sets. On the one hand, the totally deposited mass fraction during the impact is determined. This is the share of the primary droplet remaining attached to the surface after the impact. On the other hand, the emerging secondary droplets are characterised in detail during the impingement process, i.e. the temporal evolution of size and velocity of the present secondary droplets are quantified. Finally, the plausibility of the results is proven and the findings are compared to the literature. Depending on the conditions of the impact, a fraction or a multiple of the primary droplet is spread to

Abstract

the surroundings during the impingement process, i.e. the deposited mass fraction is positive or negative. The temporal development of the size and the velocity of the secondary droplets are comparable between the different impact conditions.

1 Problemstellung

Nebel. Regen. Niederschlag. Wettereinflüsse betreffen nahezu alle Bereiche des Transportwesens, seien dies Flugzeuge, die unter- oder innerhalb einer Wolkenschicht fliegen oder Straßenfahrzeuge, die sich bei Regen bewegen. Jeder Autofahrer kennt das: Starkregen, die Scheibenwischer werden gerade noch mit den Wassermengen fertig, die sich auf der Windschutzscheibe sammeln. Für ein sicheres Gefühl im Fahrzeug fehlt jedoch die uneingeschränkte Sicht rings umher – insbesondere nach hinten. Zwar mag der Heckscheibenwischer seinen Dienst tun und eine begrenzte Sicht auf nachfolgende Fahrzeuge ermöglichen, aber die bessere Übersicht bietet der freie Blick in die Seitenspiegel. Nur wenn deren Gehäuse gut konzipiert sind, kann die Konfiguration des Gesamtfahrzeugs jederzeit den ungetrübten Blick durch die Seitenscheiben auf die Spiegelflächen gewährleisten. Derzeit ist es mit hohem Aufwand verbunden, ein Spiegelgehäuse zu konstruieren, das die sicherheitskritische Aufgabe erfüllt, Seitenscheiben sowie Spiegelflächen frei von Wassertropfen und Sprühnebel zu halten (Bannister, 2000). Es müssen Formen entworfen und Modelle gefertigt werden, die anschließend in geeigneten Klima-Windkanalanlagen experimentell untersucht werden.

Im Bereich der Aerodynamik werden seit geraumer Zeit numerische Simulationen eingesetzt (Schütz u. a. (2013) und Hucho (2013)), um bereits vor der Fertigung eines Prototyps hinsichtlich verschiedener Kriterien optimierte Designs zu erhalten. Was liegt näher, als auch Regen in solchen Simulationen zu berücksichtigen? Um künftig Kosten zu sparen, bietet es sich an, die Gesamtkonfiguration von Fahrzeug und Außenspiegel auf Basis von Computersimulationen hinsichtlich der »Regenaufgabe« zu optimieren. Die aerodynamischen Anforderungen an das Fahrzeug würden dabei zugleich mit berücksichtigt. Die Mehrphasenumströmung von Kraftfahrzeugen ist in der Vergangenheit bereits simuliert worden (Campos u. a., 2006). In der Literatur finden sich außerdem numerische Modelle zum Aufprall von Sprays (Mundo u. a., 1998; Tropea u. Roisman, 2000) und Tropfenketten (Richter u. a., 2005). Andere Modelle wurden zur Anwendung im Zylinder von Verbrennungsmotoren entwickelt und sind an heiße Wände und kleine Tropfen angepasst (Stanton u. Rutland, 1998; Bai u. Gosman, 1995). Derzeit fehlt es jedoch an geeigneten numerischen Modellen für die Fahrzeugsimulation mit gekoppelter Mehrphasenumströmung sowie Wandfilminteraktion und Filmzerfall. Hagemeyer u. a. (2011) vergleichen verschiedene, grundsätzlich geeignete Verfahren aus der Literatur.

1 Problemstellung

Ein von der Technischen Entwicklung der Volkswagen AG in beauftragtes Forschungsprojekt hatte zum Ziel, die komplexen Vorgänge bei der Benetzung eines Automobils durch Regen unter Berücksichtigung von Filmtransport und Filmzerfall numerisch zu simulieren. Die notwendigen Validierungsexperimente an Außenspiegel- und Windschutzscheibenmodellen wurden in den Windkanalanlagen des Instituts für Strömungstechnik und Thermodynamik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg und des Instituts für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig durchgeführt. Die Forschungsergebnisse sind in Hagemeyer (2013) und Faßmann u. Möller (2011) zusammengefasst. Zudem wurde im Rahmen des Projekts ein numerisches Modell entwickelt (vgl. Hagemeyer, 2013), das die gekoppelte Filmbewegung und den Filmzerfall auf benetzten und umströmten Oberflächen berücksichtigt. Eine der Eingangsgrößen für dieses Modell ist die deponierte Masse. Die vorliegende Dissertationsschrift widmet sich der experimentellen Untersuchung der Aufprallvorgänge, der Bestimmung der deponierten Masse sowie insbesondere den Sekundärtropfen, die beim Aufprall entstehen und einen Sprühnebel bilden.

Der Aufprall einzelner Flüssigkeitstropfen ist als Ursache der Benetzung eines Kraftfahrzeugs zu verstehen. Jeder Tropfen trägt zum Anwachsen des Benetzungsfilms einen individuellen Anteil bei. Der Masseneintrag, den ein Tropfen verursacht, hängt von den Randbedingungen des Aufpralls ab. Regentropfen sind zwischen 0,5 mm und 2 mm groß (vgl. Ulbrich (1983) und Willis u. Tattelman (1989)). Sie prallen abhängig von der Geschwindigkeit eines Kraftfahrzeugs mit unterschiedlichen Gesamtgeschwindigkeiten unter verschiedenen Winkeln auf die Fahrzeugkarosserie auf. Die Fahrzeugoberfläche ist hinsichtlich des Materials und vorhandener Benetzung lokal unterschiedlich beschaffen. Zusätzlich sind auch die Dichte des Regens sowie in gewissen Grenzen seine chemischen und physikalischen Eigenschaften veränderlich. Es stellt sich die Frage, wie der Regentropfenaufprall repräsentativ zu abstrahieren ist. Technisch lassen sich Sprays, Tropfenketten und Einzeltropfen zuverlässig erzeugen. Im Hinblick auf experimentell reproduzierbare Aufprallbedingungen für die Tropfen scheidet die Beschreibung des Regenaufpralls als Sprayaufprall für grundlegende Untersuchungen aus. Gegen eine Abbildung des Regenaufpralls als Tropfenkette spricht, dass Regentropfen statistisch verteilt auf die Oberfläche treffen, nicht reihenweise am gleichen Ort. Kalb (2001) betrachtet bei seinen experimentellen Untersuchungen am Wasserkasten einer Kfz-Klimaanlage den benachbarten Tropfenaufprall, der dem realen Regenaufprall am nächsten kommt. Für das detaillierte Studium der beim Tropfenaufprall entstehenden Sekundärtropfen ist es jedoch günstig, Wechselwirkungen zwischen den Primär- und den Sekundärtropfen außer Acht zu lassen. Folglich wird Regenaufprall im Rahmen dieser Arbeit als Einzelereignis betrachtet. Das nachfolgende Kapitel 2 widmet sich daher den Grundlagen des Einzeltropfenaufpralls.

Ziel der vorliegenden Dissertationsschrift ist die Entwicklung eines Verfahrens, mit dem das deponierte Massenverhältnis η experimentell ermittelt werden kann. Mit η wird derjenige Anteil eines aufprallenden Tropfens beschrieben, der nach dem Aufprall auf der Oberfläche zurückbleibt. Als Sekundärmasse wird der beim Tropfenaufprall in Form von Sekundärtropfen verspritzte Massenanteil bezeichnet. Deponierte Masse und Sekundärmasse ergeben in Summe die Masse des ursprünglichen Primärtropfens. Abhängig von Primärtropfengröße, Aufprallgeschwindigkeit und Oberflächenbeschaffenheit ergeben sich beim Aufprall unterschiedliche Werte für deponierte Masse und Sekundärmasse. Die Aufprallparameter müssen im Rahmen der Experimente derart einzustellen sein, dass sie den Bedingungen am Kraftfahrzeug bei einer Regenfahrt entsprechen. Im Detail soll der Tropfenaufprall bei variablen Aufprallgeschwindigkeiten auf trockene sowie auf bereits benetzte Oberflächen untersucht werden. Das entwickelte Auswertevorgehen soll zudem überwiegend automatisiert arbeiten und somit in der Lage sein, große Datenmengen statistisch fundiert auszuwerten. Die erlangten Erkenntnisse geben Aufschluss darüber, wie stark ein Flüssigkeitsfilm auf der Fahrzeugoberfläche infolge des Tropfenaufpralls anwächst bzw. in seiner Dicke reduziert wird. Nicht zuletzt soll mit dieser Arbeit eine Datenbasis initiiert werden, die zur Entwicklung und Validierung weiterführender Simulationsmodelle verwendet werden kann. Neben dem deponierten Massenverhältnis η sollen im Rahmen dieser Arbeit auch die Sekundärtropfen detailliert betrachtet werden. Der entwickelte Auswerte-Algorithmus erlaubt die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung von Größe, Fluggeschwindigkeit und Flugbahn der Sekundärtropfen. Die gewonnenen Erkenntnisse ermöglichen die Validierung von Computersimulationen, bei denen Wechselwirkungen zwischen der Umströmung des Fahrzeugs und der Tropfen berücksichtigt werden oder ein erneutes Auftreffen der Sekundärtropfen in die Berechnungen mit eingeschlossen ist. Die vorgestellte experimentelle Arbeit ist ein erster Schritt auf dem Weg zu computergestütztem, multidisziplinärem Funktionsdesign.

2 Einführung in den Einzeltropfenaufprall

Bereits Ende des 19. Jahrhunderts bzw. Anfang des 20. Jahrhunderts wurde der Aufprall einzelner Flüssigkeitstropfen systematisch von Worthington (1876b,a, 1908) beobachtet und phänomenologisch beschrieben. Diese Arbeiten gehören zu den ersten, die Kurzaufnahmen schneller Vorgänge zeigen. Die Bewegungen erscheinen wie eingefroren. Seitdem wurden dem Thema des Tropfenaufpralls viele Studien gewidmet. Umfangreiche Reviews über experimentelle, theoretische und numerische Arbeiten sind von Rein (2002) sowie Yarin (2006) erstellt worden. Im Folgenden wird ein Überblick über den aktuellen Wissensstand auf den Gebieten des Einzeltropfenaufpralls auf trockene und benetzte Wände gegeben. Es folgt zunächst eine grobe Übersicht über das Thema, ehe in den Abschnitten 2.2 und 2.3 Details und Unterschiede der Vorgänge beim Einzeltropfenaufprall auf trockene und benetzte Vorgänge diskutiert werden.

Grundsätzlich lassen sich beim Aufprall von Flüssigkeiten nach Rein (1993) drei Szenarien unterscheiden: *Bouncing*, *Spreading* und *Splashing*. Das *Bouncing* wird auch als *Reflecting* oder *Rebound* bezeichnet. Dieses Szenario ist gezeichnet durch einen kurzzeitigen Kontakt des aufprallenden Primärtropfens mit der Aufprallobfläche. Nach der Berührung löst sich der Tropfen vollständig oder teilweise von der Oberfläche. Beim *Spreading* oder der *Deposition* breitet sich der Primärtropfen vollständig aus und haftet zuletzt pfützen- oder linsenartig auf der Oberfläche. Beim *Splashing*, auch *Zerspritzen* bzw. *Zerteilen* genannt, bilden sich während des Aufprallvorgangs der Primärtropfen kleine Sekundärtropfen, die sich auf eigenen Flugbahnen vom Aufprallort weg nach außen hin entfernen. In der Literatur findet sich die Unterscheidung zwischen *Corona Splashing* und *Prompt Splashing* (vgl. Rioboo u. a., 2001). Beide Szenarien können beim Aufprall auf trockene oder benetzte Oberflächen auftreten. Corona Splashing zeichnet sich dadurch aus, dass sich der Tropfen beim Aufprall konzentrisch als dünner Film ausbreitet, der sich dynamisch von der Oberfläche löst und kronenartig aufsteigt. Am obersten Rand der Krone bilden sich Strukturen aus, von denen die Sekundärtropfen abgeschnürt werden. Details hierzu sind den beiden nachfolgenden Unterkapiteln zu entnehmen. Das Prompt Splashing ist dadurch charakterisiert, dass bereits in frühen Stadien des Aufpralls Sekundärtropfen auftreten. Rioboo u. a. (2001) stellen heraus, dass es beim trockenen Aufprall nur in Verbindung mit einer gewissen Oberflächenrauigkeit zu Prompt Splashing kommt. Latka u. a. (2012) unterscheiden zwischen Prompt Splashing und *Thin-Sheet Splashing*, wobei beide Szenarien gleichzeitig

und unabhängig voneinander auftreten können. Thin-Sheet Splashing ist auch als Corona Splashing interpretierbar. Ob und wann eine Form des Splashings auftritt, ist von diversen Parametern abhängig. Diese werden im Detail in den nachfolgenden Abschnitten behandelt. Rein u. Delplanque (2008) fassen die in der Literatur beschriebenen Grenzen für einsetzendes Splashing zusammen. In der Regel werden für charakteristische dimensionslose Kennzahlen kritische Werte ermittelt, oberhalb derer Splashing auftritt. Im Rahmen der vorliegenden Forschung herrschen Aufprallbedingungen, die jenseits der dokumentierten Splashing-Grenzen liegen. Es ist in allen untersuchten Fällen mit Splashing zu rechnen. Deshalb wird an dieser Stelle von einer eingehenden Betrachtung der Kriterien einsetzenden Splashings abgesehen.

In der Literatur wird neben dem bisher beschriebenen senkrechten Aufprall auch der Aufprall auf schräge oder konvex gewölbte Oberflächen untersucht. Auf dieses Teilgebiet soll hier nicht weiter eingegangen, sondern dem interessierten Leser lediglich einige Literaturstellen genannt werden: Faddeyev u. a. (1988), Marengo u. a. (1998), Kalb (2001) sowie Okawa u. a. (2008). Vollständig vernachlässigt wird in der vorliegenden Literaturübersicht die Temperatur der Aufpralloberfläche. Weder erhitzte noch gekühlte Oberflächen werden explizit betrachtet, sondern ausschließlich normale Umgebungsbedingungen.

Seit einiger Zeit wird in der Literatur der Tropfenaufprall auf hydrophobe und superhydrophobe Oberflächen behandelt (vgl. Bico u. a., 1999; Chiarot u. Jones, 2010; Kibar u. a., 2010; Antonini u. a., 2014). Für Anwendungen im Bereich der Automobil- oder Flugzeugindustrie sind solche Oberflächen zur Vermeidung von Verschmutzung und Vereisung interessant. Beschichtungen aus diamantähnlichem, amorphen Kohlenstoff (diamond-like-carbon) bieten die notwendige mechanische Belastbarkeit und Haltbarkeit. Wie beispielsweise aus Arbeiten von Hieke (2001) und Kim u. a. (2007) hervorgeht, besitzen nano-beschichtete Oberflächen selbstreinigende Eigenschaften. Jedoch ist die Herstellung aufwändig (Richter u. a., 2010), sodass die Technologie derzeit noch auf kleinen Maßstab mit maximalen Abmessungen von 1 m begrenzt ist (siehe Bialuch u. a., 2011). Ein tiefgehendes Verständnis der Filmbildung auf Fahrzeugoberflächen führt deshalb augenblicklich leichter zum Ziel der Beherrschung unerwünschter Folgen von Verschmutzung oder Vereisung.

2.1 Kennzahlen des Tropfenaufpralls

Der Aufprallprozess von Tropfen wird von verschiedenen dimensionslosen Kennzahlen beeinflusst. Die gebräuchlichsten unter ihnen sind die Weberzahl We , die

Reynoldszahl Re und die Ohnesorgezahl Oh . Zudem verwenden Mundo u. a. (1995) den Parameter K .

Die Weberzahl beschreibt das Verhältnis von Trägheitskraft zu Oberflächenkraft und ist wie folgt definiert:

$$We = \frac{\rho_{liq} d_{Tr} v_{imp}^2}{\sigma_{liq,gas}} . \quad (2.1)$$

Hierin bezeichnen ρ_{liq} die Dichte der Flüssigkeit des Tropfens, v_{imp}^2 die Normalkomponente der Aufprallgeschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche und $\sigma_{liq,gas}$ die Phasengrenzflächenspannung zwischen Flüssigkeit und umgebendem Gas. Als charakteristische Länge wird der Tropfendurchmesser d_{Tr} verwendet. Wird anstelle der Dichte ρ_{liq} der Flüssigkeit die Dichte ρ_{gas} des umgebenden Gases verwendet, wird die entsprechende Kennzahl *aerodynamische* Weberzahl We_{ae} genannt. Die Reynoldszahl Re ist ein Maß für viskose Effekte und wird im Zusammenhang mit Tropfenaufprall mit den Größen der Flüssigkeit gebildet:

$$Re = \frac{d_{Tr} v_{imp}}{\nu_{liq}} . \quad (2.2)$$

Es ist ν die kinematische Viskosität. Ein zweiter dimensionsloser Parameter, der Viskositätseffekte erfasst, ist die Ohnesorgezahl Oh . In diese gehen ebenfalls die Größen der Flüssigkeit ein. Es ist

$$Oh = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\sigma_{liq,gas} \rho_{liq} d_{Tr}}} = \frac{\sqrt{We}}{Re} , \quad (2.3)$$

wobei μ die dynamische Viskosität darstellt. Die Ohnesorgezahl wird in der Schreibweise Oh^{-2} als Laplacezahl La bezeichnet. Der K -Parameter wird wie folgt bestimmt:

$$K = \sqrt[4]{\frac{\rho_{liq}^2 d_{Tr}^3 v_{imp}^5}{\sigma_{liq,gas}^2 \nu_{liq}}} = Oh Re^{1,25} . \quad (2.4)$$

In der dargestellten Form wird der Zusammenhang $\mu = \rho\nu$ verwendet. Laut Mundo u. a. (1995) kann beim Einzeltropfenaufprall auf eine trockene, glatte und ebene Wand oberhalb von $K_{krit} = 57,7$ Splashing beobachtet werden.

2.2 Aufprall auf trockene Wände

Ein Tropfen des Durchmessers d_{Tr} prallt mit der Geschwindigkeit v_{imp} auf eine feste, glatte, ebene und trockene Wand auf. Nach der idealen punktförmigen ersten Berührung zwischen Tropfen und Aufpralloberfläche vergrößert sich die

Berührungsfläche konzentrisch. Die initiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Berührungsfläche liegt hinsichtlich der Schallgeschwindigkeit $c_{0,\text{liq}}$ der Flüssigkeit im Überschallbereich. Zugleich breitet sich im Inneren des Tropfens eine Stoßwelle aus (Lesser u. Field, 1983). Im ersten Stadium des Aufprallverlaufs spielt nach Lesser u. Field (1983) die Kompressibilität der Flüssigkeit eine wichtige Rolle. Im Teilvolumen des Tropfens, das von Aufpralloberoberfläche und Stoßfront eingeschlossen ist, herrscht der Wasserhammerdruck $\rho_{\text{liq}} c_{0,\text{liq}} v_{\text{imp}}$. Sobald die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Berührungsfläche Unterschallgeschwindigkeit erreicht, überstreicht der Stoß den Rand der Berührungsfläche und breitet sich im Tropfendom aus. Der größere Druck hinter der Stoßfront führt dazu, dass der Tropfen im Bereich der Berührungsfläche aufbricht und das sog. *Jetting* einsetzt (Lesser u. Field, 1983). Es strömt eine dünne Flüssigkeitsschicht, die Lamelle, mit einem Vielfachen der Aufprallgeschwindigkeit v_{imp} konzentrisch aus dem Tropfendom aus. Yarin (2006) widerspricht der Anwesenheit eines Stoßes und betont, dass bei Aufprallgeschwindigkeiten $v_{\text{imp}} < 30 \text{ m/s}$ die Kompressibilität der Flüssigkeit zu vernachlässigen ist. Auch Yarin u. Weiss (1995) vermeiden den Begriff des Stoßes und beschreiben die Entstehung der Lamelle mit einer kinematischen Diskontinuität, die auch im inkompressiblen Fluid ausbreitungsfähig ist. Diese Diskontinuität verursacht zudem das Abheben der Lamelle von der Oberfläche. Die starke Krümmung, die im Übergang zwischen Tropfendom und Lamelle herrscht, verstärkt nach Levin u. Hobbs (1971) die Aufwärtsbewegung der Lamelle. Auf diese Weise wird die Ausbildung der Corona initiiert. Abhängig von den Randbedingungen können bereits zu Beginn der Lamellenausbreitung Sekundärtropfen auftreten (Rioboo u. a., 2001; Latka u. a., 2012). Im weiteren Verlauf steigt die Corona auf und es bilden sich längliche Strukturen aus, die Levin u. Hobbs (1971) als *Jets* und Thoroddsen u. Sakakibara (1998) als *Finger* bezeichnen. Diese werden instabil und zerfallen. Bei diesem Prozess werden weitere Sekundärtropfen gebildet. Zuletzt wird die gesamte Corona instabil und bricht in sich zusammen (Mundo u. a., 1995) und die letzten Sekundärtropfen entstehen. Die verbleibende Flüssigkeitsmenge formt schließlich in Abhängigkeit von den Oberflächeneigenschaften eine Tropfenlinse oder -pfütze (Rioboo u. a., 2002). Abbildung 2.1 zeigt einen auf Basis der Literatur schematisierten Aufprallvorgang.

Der Aufprall auf die trockene Wand wird über die o. g. Kennzahlen hinaus von Oberflächeneigenschaften beeinflusst. Dies beschreiben Rioboo u. a. (2001) und Rioboo u. a. (2002). Die Autoren variieren nicht nur die Flüssigkeit des Tropfens, sondern auch die Rauigkeit und das Material der Aufpralloberoberfläche, wodurch sich deren Benetzbarkeit ändert. Die Autoren stellen die Dominanz der Oberflächenrauigkeit gegenüber Flüssigkeitseigenschaften fest. Xu u. a. (2005) berichten über den Einfluss des Umgebungsdrucks auf das Aufprallszenario. Sie stellen fest,

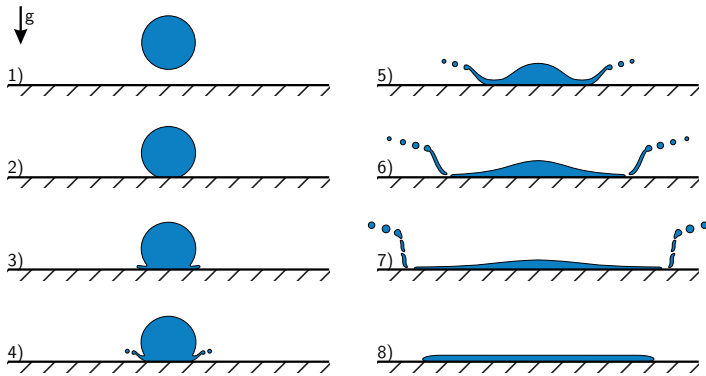


Abbildung 2.1: Schema des Einzeltropfenaufpralls auf eine trockene Wand mit Prompt und Corona Splashing: 1) Tropfen kurz vor dem Aufprall, 2) der Tropfen berührt die Oberfläche, 3) eine Lamelle entsteht und hebt sich von der Oberfläche ab, 4) die Lamelle breitet sich aus, eine Corona formt sich und es entstehen erste Sekundärtropfen, 5) die Corona steigt weiter auf, wobei sich der Ausbreitungsradius vergrößert, weitere Sekundärtropfen spalten sich ab, 6) der Tropfendom taucht weiter in die Corona ein, deren Wölbung sich im Außenbereich weiter aufrichtet, 7) die Lamelle zerfällt in sich, der verbleibende Rand der Corona formt die letzten Sekundärtropfen, 8) auf der Aufpralloberfläche verbleibt eine pfützenartige Tropfenlinse, deren Form und Ausdehnung von den Benetzungseigenschaften der Oberfläche abhängt.

dass durch Absenken des Drucks Splashing unterbunden werden kann. Liu u. a. (2010) untersuchen den Tropfenaufprall bei Überdruck. Sie finden heraus, dass die Grenze auftretenden Splashings mit steigendem Umgebungsdruck sinkt. Die Ergebnisse von Xu u. a. (2005) werden von diversen Autoren genutzt (Rein u. Delplanque, 2008; Mandre u. a., 2009; Mani u. a., 2010; Driscoll u. Nagel, 2011; Thoroddsen u. a., 2011), um Erkenntnisse über die Vorgänge beim Tropfenaufprall zu erlangen, die zu Splashing führen. Als Ursache für die jet- bzw. fingerartigen Strukturen, die sich am Rand der Corona ausbilden, sehen Thoroddsen u. Sakakibara (1998) eine Rayleigh-Taylor-Instabilität, die bereits kurz vor dem Aufprall des Tropfens getriggert wird. Die angeregten Umfangsstörungen machen sich als Finger bemerkbar. Die Phasengeschwindigkeit dieser Umfangsstörungen stimmt gut mit der von Kapillarwellen überein, die im frühen Stadium des Aufpralls initiiert werden. Die genannten Finger sind deutlich am *Fußabdruck* eines Tropfens auf einer Aufpralloberfläche zu erkennen, dem bekannten Tintenklecks auf Papier. Ursächlich für den schließlichen Zerfall der Corona ist nach Roisman (2010) die Instabilität ihres freien, torusförmigen Randes, deren Wellenlänge der Rayleigh-Instabilität eines Strahls entspricht.

Alle bislang genannten Literaturstellen behandeln den Tropfenaufprall bei Randbedingungen, die nicht mit den beabsichtigten des vorliegenden Vorhabens vergleichbar sind. Die Experimente im Rahmen dieser Arbeit sollen bei kraftfahrzeugähnlichen Bedingungen einer Regenfahrt durchgeführt werden, die sich durch erhöhte Aufprallgeschwindigkeit bei gleichzeitig vergleichsweise großen Tropfendurchmessern auszeichnet. Mit Regentropfendurchmessern von $d_{Tr} \geq 500 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ (vgl. Ulbrich, 1983; Willis u. Tattelman, 1989) ergeben sich Weberzahlen von $We \gtrsim 2.000$. Für den trockenen Aufprall im Bereich $We > 10.000$ sind experimentelle Arbeiten von Mehdizadeh u. a. (2004) und Pan u. a. (2010) zu nennen. Erstere widmen sich dem Phänomen der Finger; sie stellen ein Modell zur Bestimmung der Wellenlänge der Umfangsstörungen im sich ausbreitenden Tropfen vor und leiten daraus eine Vorhersage für die Anzahl der Finger in Abhängigkeit von der Weberzahl ab. Pan u. a. (2010) untersuchen unter Variation der verwendeten Flüssigkeiten und der Rauigkeit der Aufpralloberfläche die Szenarien Corona Splashing und Prompt Splashing. Zwar untersucht bereits Heymann (1969) den Hochgeschwindigkeitsaufprall von Flüssigkeitstropfen auf eine trockene Wand, jedoch mit Fokus auf dem Wasserhammerdruck, den der aufprallende Tropfen auf die Oberfläche ausübt.

2.3 Aufprall auf benetzte Wände

Der Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand lässt sich grundsätzlich anhand der Dicke der Flüssigkeitsschicht unterscheiden. In der Literatur wird der Aufprall auf dünne sowie dicke Filme bzw. Wasserbassins differenziert (vgl. Rein, 1993). Ein Film wird als dick verstanden, wenn für die Beziehung zwischen seiner Dicke h und dem Durchmesser d_{Tr} des aufprallenden Primärtropfens $h \gg d_{Tr}$ gilt. Als dünn gilt ein Film, wenn $d \leq d_{Tr}$ ist und seine Dicke zudem deutlich größer als die Rauigkeit der Oberfläche ist. Macklin u. Metaxas (1976) führen eine umfangreiche Studie zum Tropfenaufprall auf dicke und dünne Benetzungsfilme durch. Sie schätzen mithilfe eines energiebasierten Modells ab, welcher Anteil der verfügbaren kinetischen Energie für den Splashing-Vorgang zur Verfügung steht. Macklin u. Metaxas (1976) stellen fest, dass mit anwachsender Benetzungstiefe die für das Splashing verfügbare Energiemenge abnimmt. Als Folge steigt die Corona weniger stark auf und erreicht einen geringeren Maximalradius. Den Gesamtenergieanteil, der in die Produktion von Sekundärtropfen eingeht, schätzen Macklin u. Metaxas (1976) für ihre Weberzahlen bis $We \approx 400$ zu $< 1\%$ ab. Wegen der größeren Relevanz für den Kontext der vorliegenden Arbeit werden nachfolgend nur Aufprallvorgänge auf dünne Filme betrachtet.

Levin u. Hobbs (1971) beschreiben den benetzten Aufprall als ähnlich dem trockenen. Jedoch ist die Zeitskala beim benetzten Aufprall größer. Cossali u. a. (1997) untersuchen den Tropfenaufprall auf einen dünnen Film. Auch sie ziehen hinsichtlich der Morphologie des Splashings Parallelen zum trockenen Aufprall. Zudem stellen sie fest, dass abhängig von der Ohnesorgezahl Oh die Produktion von Sekundärtropfen in unterschiedlichen Stadien beginnt. Bei Flüssigkeiten mit kleiner Ohnesorgezahl (z. B. bei Wasser) kommt es bereits früh zur Bildung von Sekundärtropfen. Infolge der Beimischung von Glycerin zum Wasser steigt die Ohnesorgezahl an und Sekundärtropfen treten erst in späteren Stadien des Aufprallvorgangs auf. Thoroddsen (2002) deckt experimentell auf, dass die Bildung der Corona beim Tropfenaufprall auf einen Film – unabhängig von seiner Dicke – von einer jetartigen Flüssigkeitsschicht ausgeht, die sich wenig oberhalb der Aufpralloberfläche radial ausbreitet. Diese feine Flüssigkeitsschicht, die sog. *Ejecta Sheet*, erreicht eine Ausbreitungsgeschwindigkeit bis zum Zehnfachen der Aufprallgeschwindigkeit. Die Entstehung der *Ejecta Sheet* wird von Weiss u. Yarin (1999) und Howison u. a. (2005) numerisch untersucht. Nach Deegan u. a. (2008) führt der frühe Zerfall der *Ejecta Sheet* bei entsprechenden Randbedingungen zu Prompt Splashing. Zugleich steigt die Flüssigkeitsschicht wie beim trockenen Aufprall auf und bildet eine Corona. An deren oberem Rand werden ebenfalls Sekundärtropfen abgeschnürt. Zum Ende des Aufprallvorgangs bricht die Corona in sich zusammen und die letzten Sekundärtropfen werden gebildet. Abbildung 2.2 zeigt einen schematisierten Aufprallvorgang auf eine dünn benetzte Oberfläche, bei dem sowohl Prompt als auch Corona Splashing auftritt.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass in der Literatur zudem differenziert wird, wie die Flüssigkeitsoberfläche der Benetzung beschaffen ist (eben, wellig, bewegt) und ob der Benetzungsfilm der Aufpralloberfläche und der aufprallende Primärtropfen aus der gleichen oder einer anderen Flüssigkeit bestehen (vgl. Rein, 1993). Wal u. a. (2006) beispielsweise untersuchen die Besonderheiten beim Aufprall von Tropfen auf benetzte raue Oberflächen, bei denen Rautiefe und Filmdicke von gleicher Größenordnung sind. In Abhängigkeit von der Benetzungsfilmdicke, der gewählten Flüssigkeit und der Aufprallgeschwindigkeit beobachten sie unterschiedliche Aufprallszenarien. Es dominiert jedoch das Prompt Splashing.

Im Bereich kraftfahrzeugähnlicher Bedingungen lässt sich eine numerische Arbeit von Purvis u. Smith (2004) nennen. Sie simulieren den Tropfenaufprall auf Flüssigkeitsfilme bei $We = 10^5$ und zugleich Tropfengrößen von $0,04 \cdot 10^{-3} \text{ m} < d_{Tr} < 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Ziel der Arbeit ist es, die Simulationsfähigkeit für die Anwendung auf das Icing-Problem herzustellen. Auf experimenteller Seite behandeln Pan u. a. (2008) Hochgeschwindigkeitsaufprall von Einzeltropfen mit bis zu $v_{Tr,max} = 23 \text{ m/s}$ und $We_{max} = 5.100$ auf unterschiedlich dicke Filme. Sie stellen fest, dass der Aufprallverlauf bei gleichbleibender Aufprallweberzahl mit zunehmender Filmdicke

2 Einführung in den Einzeltropfenaufprall

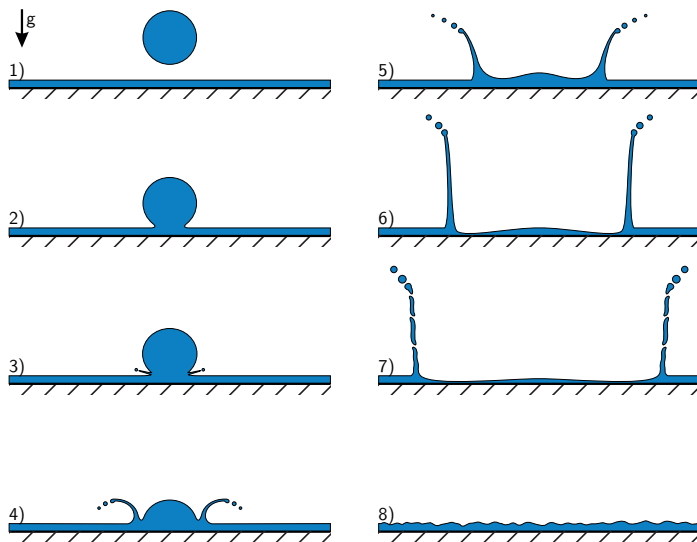


Abbildung 2.2: Schema des Einzeltropfenaufpralls auf einen dünnen Film mit Prompt und Corona Splashing: 1) Tropfen kurz vor dem Aufprall, 2) der Tropfen geht mit der Oberfläche eine Verbindung ein, 3) mit weiterem Eintauchen des Tropfens entsteht ein dünner Flüssigkeitsfilm (Ejecta Sheet) zwischen Filmoberfläche und Tropfendom und breitet sich aus, erste Sekundärtropfen können auftreten, 4) der Flüssigkeitsfilm krümmt sich aufwärts und bildet die Corona, weitere Sekundärtropfen spalten sich ab, 5) und 6) die Corona steigt weiter auf und vergrößert ihren Radius wobei sich ihre charakteristische Krümmung reduziert und weitere Sekundärtropfen erzeugt werden, 7) die Corona hat ihre maximale Steighöhe erreicht und zerfällt in sich, 8) die zurückbleibende wellige Filmoberfläche beruhigt sich mit der Zeit.

cke ab einer dimensionslosen Filmdicke von $h/d_{Tr} > 2$ nahezu unverändert bleibt. Cossali u. a. (2004) untersuchen den Einfluss von Weber- und Reynoldszahl sowie der Filmdicke auf den Aufprallverlauf. Die Ohnesorgezahl bleibt in den Versuchen konstant. Hauptaugenmerk liegt auf der Charakteristik der Corona. Dabei zeigt sich eine stärkere Abhängigkeit des Aufprallverlaufs von der Weberzahl als von der Filmdicke. Die maximale Weberzahl in der Studie beträgt $We \approx 850$.

2.4 Sekundärtropfen und Sekundärmasse

In der Literatur ist die Dynamik des Tropfenaufschlages ausführlich dargestellt worden. Wie und unter welchen Bedingungen es während des Aufprallvorgangs

auf trockene und benetzte Wände zu Splashing kommt, ist umfangreich dokumentiert. Ziel der vorliegenden Dissertation ist es, die auftretenden Sekundärtropfen unter Berücksichtigung zeitlicher Veränderung zu charakterisieren. Diesbezüglich sind bislang wenige Arbeiten veröffentlicht. Fokus, Versuchsbedingungen oder Methoden existierender Untersuchungen sind von der vorliegenden Studie verschieden. Dennoch können die dokumentierten Ergebnisse zum Vergleich herangezogen werden.

Mit die ersten Forschungen zum Durchmesser der Sekundärtropfen, die beim Tropfenaufprall auf benetzte Oberflächen auftreten, werden von Stow u. Stainer (1977) durchgeführt. Reske (1987) untersucht den Tropfenaufprall auf einen bewegten Flüssigkeitsfilm. Dabei werden der Tropfendurchmesser, die Aufprallgeschwindigkeit, die Filmdicke und die Filmgeschwindigkeit variiert. Hauptinteresse der Arbeit ist es, den Abscheidegrad zu bestimmen, also die Flüssigkeitsmenge des Primärtropfens, die auf der Oberfläche verbleibt. Der Abscheidegrad, auch *deponiertes Massenverhältnis* genannt, wird mittels feuchtigkeitssensitiven Filterpapiers ermittelt, das konzentrisch um den Aufprallort angeordnet ist. Diese Methode ermöglicht zugleich die Bestimmung der Distanzen, die die Sekundärtropfen zurücklegen. Reske (1987) stellt mit steigender Aufprallgeschwindigkeit eine abnehmende Größe der von ihm detektierten Tropfenfragmente fest. Er erklärt dies mit der steigenden kinetischen Energie, die beim Aufprall zur Verfügung steht. Mit zunehmender Filmdicke wachsen die Fragmentdurchmesser an. Außerdem verringert sich für alle untersuchten Filmdicken das deponierte Massenverhältnis mit steigender Aufprallgeschwindigkeit. Darüber hinaus nimmt das deponierte Massenverhältnis mit steigender Filmdicke ab. Viele der Ergebnisse trägt Reske (1987) über der aerodynamischen Reynoldszahl Re_{ae} des Tropfens auf. Insgesamt erscheinen die Ergebnisse nicht eindeutig, da für gleiche Parametervariationen teilweise konträre Massenverhältnisse resultieren. Darauf wird im Rahmen der Ergebnisdiskussion in Kapitel 6.1 dieser Arbeit eingegangen.

Auch Samenfink (1997) und Samenfink u. a. (1999) untersuchen den Tropfenaufprall auf benetzte Oberflächen sowie den Abscheidegrad. Allerdings prallen hochfrequente Tropfenketten schräg auf einen schubspannungsgetriebenen Wandfilm. Ein Teil der Untersuchungen befasst sich jedoch mit der quantitativen Charakterisierung der Sekundärtropfen, die beim senkrechten Aufprall auf eine dünn benetzte Oberfläche entstehen. Diese Ergebnisse lassen sich aufgrund der hochfrequenten Tropfenketten nur bedingt zum Vergleich heranziehen. Darüber hinaus zeigt Samenfink (1997) den Verlauf des Abscheidegrades beim senkrechten Aufprall auf die benetzte Oberfläche in Abhängigkeit des dimensionslosen Scharparameters $1/24 Re Oh^{0,8378}$. Dieses Ergebnis, das in Abhängigkeit der Filmdicke asymptotisch gegen einen konstanten Abscheidegrad zu verlaufen scheint, lässt sich zur Einordnung der Resultate der vorliegenden Arbeit nutzen.

Weiss (1993) untersucht den periodischen Aufprall von Tropfen auf eine trockene, leicht gekrümmte, beheizbare Wand mit dem Ziel, seine Ergebnisse auf Sprays übertragen zu können. Er zeichnet digitale Schattenbilder des Aufpralls auf, die am Computer mittels Bildverarbeitung ausgewertet werden. Neben qualitativer Beschreibung der Bildaufnahmen führt er auch eine quantitative Auswertung der Sekundärtropfen durch. Er findet heraus, dass die insgesamt auftretenden Mittelwerte der Sekundärtropfendurchmesser sowie der Sauterdurchmesser der Größenverteilung verhältnismäßig unsensibel gegenüber dem dimensionslosen Variationsparameter sind. In seinen Variationsparameter geht die Frequenz des periodischen Aufpralls ein, sodass er für Einzeltropfen nicht verwendbar ist. Der Parameter verhält sich jedoch linear proportional zur Aufprallgeschwindigkeit der Primärtropfen. Weiterhin trägt Weiss (1993) eine Häufigkeitsverteilung der auftretenden Sekundärtropfengrößen auf und findet für alle untersuchten Parametervariationen ein gemeinsames globales Maximum bei $d/d_{Tr} \approx 0,06$. Darüber hinaus stellt Weiss (1993) dar, welchen Beitrag jede Durchmesserklasse zum Gesamtvolumen leistet, das alle auftretenden Sekundärtropfen in Summe ausmachen. Die Maxima dieser Kurvenverläufe liegen sämtlich bei größeren Werten für d/d_{Tr} als die Häufigkeitsverteilung der Durchmesser. Außerdem fallen die Verteilungsfunktionen für die untersuchten Werte des dimensionslosen Variationsparameters nicht mehr zusammen. Schließlich berechnet Weiss (1993) das gesamte Sekundärvolumen, das während des Aufprallvorgangs als Sekundärtropfen vom Primärtropfen abgetrennt wird. Es ist jedoch nicht eindeutig dargestellt, wie und zu welchem Zeitpunkt des Aufpralls dieser Wert ermittelt wird und in welcher Weise vorangegangene oder nachfolgende Tropfen des periodischen Aufpralls in diesen Wert mit eingehen. Insgesamt trägt Weiss (1993) ein Diagramm auf, das vermuten lässt, dass mit steigender Aufprallgeschwindigkeit eine Sättigung des Sekundärvolumens von 80% des Primärtropfens erreicht wird, und entsprechend ca. 20% des Primärtropfens auf der Oberfläche zurückbleiben.

In ihrer Arbeit untersuchen Mundo u. a. (1995) den Einzeltropfenaufprall auf eine trockene bewegte Oberfläche. Die Tropfen der Größen $60 \cdot 10^{-6}$ m bis $150 \cdot 10^{-6}$ m werden mit Frequenzen von $28,0 \cdot 10^3$ Hz bis $65,0 \cdot 10^3$ Hz erzeugt, und die Oberfläche wird mit Geschwindigkeiten von $1,3$ m/s bis $39,3$ m/s tangential unter ihnen weg bewegt. Die Autoren ermitteln für eine breite Parametervariation u. a. die Häufigkeitsverteilung der Durchmesser der insgesamt auftretenden Sekundärtropfen. Mit steigenden Werten der Weberzahl und des K-Parameters dokumentieren sie eine Verlagerung der Häufigkeit hin zu kleineren Tropfen. Dies spiegelt sich entsprechend auch in allen gebildeten Mittelwerten der Sekundärtropfen wieder. Für glatte Oberflächen fallen diese Verläufe jedoch markanter aus als für raue Oberflächen. Mundo u. a. (1995) untersuchen auch die Geschwindigkeit der Sekundärtropfen.

Die bisher dargestellten Forschungsarbeiten behandeln die Sekundärtropfen im Detail, jedoch lassen die Ergebnisse kaum einen Rückschluss auf den zeitlichen Verlauf der Sekundärtropfen zu. Bereits Levin u. Hobbs (1971) studieren den zeitlichen Verlauf des Tropfenaufpralls auf trockene und benetzte Oberflächen, die Sekundärtropfen werden jedoch integral über den gesamten Aufprallverlauf ausgewertet. Range u. Feuillebois (1998) berichten über den Aufprall auf raue Oberflächen sowie auf einen dünnen Flüssigkeitsfilm. Bei letzterem kann eine zeitliche Änderung der Sekundärtropfengröße beobachtet werden. Im frühen Aufprallverlauf treten kleinere Sekundärtropfen auf als im späteren. Die Autoren vermuten, dass die kleineren Sekundärtropfen von der Corona abgespalten werden und die größeren beim anschließenden Zerfall der restlichen Corona. Von diesem Zerfall der Corona wird auch von Mundo u. a. (1995) berichtet. Roisman (2010) beschreibt diesen Zerfall theoretisch. Um die Erforschung der zeitlichen Veränderung charakteristischer Messgrößen an den Sekundärtropfen bemühen sich erst Cossali u. a. (1997). Sie dokumentieren für den benetzten Aufprall bei unterschiedlichen Aufprallweberzahlen, dass die Größe der produzierten Sekundärtropfen mit fortschreitendem Aufprall ansteigt. Cossali u. a. (2004) vertiefen die Studien durch Variation der Filmdicke sowie Aufprallweberzahl bis ca. $We = 850$. Aus den Erkenntnissen werden die Parameter für ein Potenzgesetz abgeleitet.

Die Literatur hält also eine begrenzte Datenbasis für den Vergleich mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit bereit. Die zeitliche Entwicklung der Sekundärtropfen unter fahrzeugrelevanten Bedingungen wurde bislang jedoch nicht detailliert untersucht.

2.5 Shadowgraphie

Zur Untersuchung von Größe, Geschwindigkeit und Position von Tropfen bieten sich verschiedene Verfahren an. Nach Tropea (2011) lassen sich bildgebende Verfahren, Interferenz-Verfahren und Time-Shift-Verfahren unterscheiden. Bildgebende Verfahren haben den Vorteil, ein vergleichsweise großes Messvolumen zeitgleich abdecken zu können. Das ist bei den anderen beiden Verfahrenstypen nicht der Fall, da diese Verfahren auf fokussierten Laserstrahlen basieren. Außerdem eignen sich letztere Verfahren wie auch eine Leitfähigkeitssonde (vgl. Samenfink, 1997) besser für kontinuierliche Messungen als für Kurzzeitvorgänge wie dem Einzeltropfenaufprall. Ein weiterer Vorteil bildgebender Verfahren besteht darin, dass die Aufnahmen im Nachgang und mit unterschiedlichen Parametern ausgewertet werden können. Andererseits kann es auch als Nachteil erachtet werden, wenn nach Abschluss der Messungen noch kein Endergebnis vorliegt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist die nachgeschaltete Auswertemöglichkeit vorteilhaft.

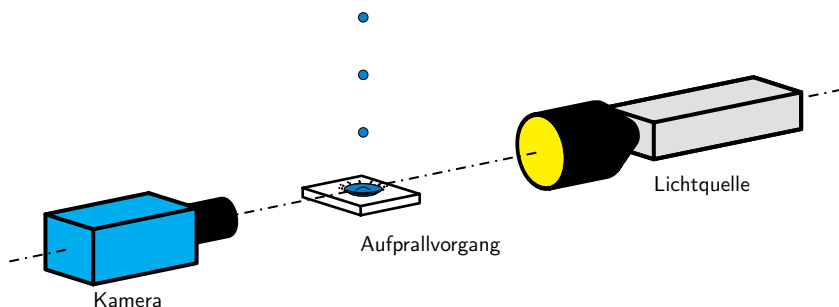


Abbildung 2.3: Messprinzip der Shadowgraphie

Ein im Zusammenhang mit Tropfenaufprall bereits häufig verwendetes bildgebendes Messverfahren ist das Schattenverfahren, die sog. *Shadowgraphie* (vgl. Zhang u. Yang, 1983; Reske, 1987; Range u. Feuillebois, 1998; Saengkaew u. a., 2009). Bei der Shadowgraphie liegen die Lichtquelle und das zu beobachtende Objekt oder Ereignis auf einer gemeinsamen optischen Achse mit dem Bildsensor. Die Lichtquelle liefert die Hintergrundbeleuchtung, vor der sich das Objekt oder Ereignis als Schatten abhebt. Als Bildsensor können eine Mattscheibe oder eine Kamera eingesetzt werden, um den Schattenwurf des Aufprallereignisses direkt zu digitalisieren. Wie alle optischen Verfahren übt die Shadowgraphie keine Störungen auf das zu beobachtende Objekt oder Ereignis aus und hat den Vorteil, nicht auf sphärische Objekte beschränkt zu sein (vgl. Frohn u. Roth, 2000, Kap. 4.6.2). Das Auflösungsvermögen des Shadowgraphie-Verfahrens ist von den verwendeten optischen Komponenten wie Kamera und Objektiv sowie vom Beobachtungsabstand bzw. dem Abbildungsmaßstab abhängig. Abbildung 2.3 zeigt das Prinzip der Shadowgraphie schematisch.

Die Vorgänge beim Aufprall von Flüssigkeitstropfen spielen sich im Bereich 0,01 s ab. Um Details dieser Vorgänge ohne Bewegungsunschärfe abbilden zu können, ist es notwendig bei der Beobachtung eine Kurzzeitlichtquelle einzusetzen. Dies kann ein gepulster Laser sein, ein kurzer Funke oder eine kurzzeitig geschaltete Leuchtdiode. In allen drei Fällen wird für eine großflächige Ausleuchtung ein optischer Aufbau benötigt, der den Strahl bzw. die punktförmige Lichtquelle geeignet kollimiert. Außerdem ist es für Kurzzeitvorgänge hilfreich, bei beabsichtigter quantitativer Auswertung über viele Einzelereignisse mitteln zu können. Zur Beherrschung vieler Ergebnisdaten bedarf es eines weitestgehend automatisierten Auswerteverfahrens für die Bilddaten.

Ein solches Verfahren zur Auswertung von Shadowgraphie-Bildern mit Tropfen haben Kim u. Kim (1994) entwickelt. Anhand von Grauwert-Levels ermöglicht das Verfahren, scharf abgebildete Tropfen von solchen zu unterscheiden, die außerhalb des Fokus liegen. Zugleich können mit dem Verfahren Tropfengrößen auch dann quantifiziert werden, wenn sie leicht unscharf abgebildet sind. Die Bedeutung von »leicht« ist von den Einstellungsparametern abhängig, die der Nutzer an die jeweiligen Lichtverhältnisse anpasst. Das von Kim u. Kim (1994) vorgestellte Verfahren ist in der kommerziell erhältlichen Software *DaVis ParticleMaster* (vgl. LaVision GmbH, 2010) implementiert. Diese Software beinhaltet zudem Algorithmen, wie sie auch bei der Particle Image Velocimetry (PIV) Anwendung finden. Anhand von Bildkorrelation (siehe Raffel u. a., 2007) kann die Geschwindigkeit detektierter Tropfen ermittelt werden.

Es gilt bei der Shadowgraphie zu berücksichtigen, dass sie zweidimensionale Abbildungen eines dreidimensionalen Ereignisses erzeugt. In aktuellen Forschungsarbeiten wird zum Teil digitale Holographie eingesetzt, um die komplexen Vorgänge beim Tropfenaufprall in Gänze zu erfassen (vgl. Katz u. Sheng, 2010; Guildenbecher u. a., 2014; Marié u. a., 2014). Zum Zeitpunkt der Messungen stand kein System für digitale Holographie zur Verfügung. Für die Entwicklung des vorgestellten Auswerteverfahrens ist die Verwendung dreidimensionaler Bilddaten nicht erforderlich. Das im Rahmen dieser Arbeit präsentierte Vorgehen kann für dreidimensionale Bildinformationen erweitert werden.

3 Experimenteller Versuchsstand

Dieses Kapitel widmet sich dem experimentellen Versuchsstand, der im Rahmen der vorliegenden Forschungsarbeit für den Einzeltropfenaufprall auf trockene und benetzte Wände verwendet wird. Der Basis-Versuchsstand wurde im Rahmen der Studienarbeit 502 am Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig konzipiert, konstruiert und erstmals in Betrieb genommen. Kernstück dieses Aufbaus ist ein Schwungrad, mit welchem die erforderlichen Aufprallgeschwindigkeiten realisiert werden können und das zugleich eine vergleichsweise hohe Datenrate ermöglicht. Das Schwungrad lässt die wechselweise Montage unterschiedlicher Aufpralloberflächen für den trockenen und den benetzten Tropfenaufprall zu. Darüber hinaus wird in diesem Kapitel der verwendete Tropfengenerator beschrieben, mit dem Einzeltropfen zum gewünschten Zeitpunkt erzeugt werden können. Abschließend wird die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte Versuchsanordnung für das Shadowgraphie-Verfahren erläutert.

3.1 Arbeitsprinzip Schwungrad

Bewegte oder angeströmte Tropfen zerfallen laut Armster u. a. (2002), sobald sie eine kritische aerodynamische Weberzahl $We_{ae} \approx 12$ erreichen. Zum Erhalt der gewünschten Größe der Primärtropfen muss mit dem gewählten Versuchsaufbau ein ausreichender Sicherheitsabstand zu dieser kritischen Grenze eingehalten werden. Bei standardisierten Umgebungsbedingungen gibt es hierfür zwei praktikable Lösungsansätze. Der Tropfen kann in einem senkrechten Rohr fallen gelassen und zugleich von einer Luftströmung beschleunigt werden. Pan u. a. (2010) verwenden diese Methode. Der Luftstrahl tritt kurz über der Aufpralloberfläche aus dem Rohr aus und muss sie umströmen. Die Gefahr der Beeinflussung der Sekundärtropfen infolge der Ausweichströmung ist gegeben und für die vorliegenden Untersuchungen unerwünscht. Alternativ kann die Aufpralloberfläche bewegt werden. Befindet sich der Primärtropfen zugleich im unterkritischen freien Fall, können in Summe erhöhte Aufprallgeschwindigkeiten realisiert werden. Bei dieser Methode wird ausgenutzt, dass sich die Trajektorie frei fallender, langsamer Primärtropfen zuverlässig reproduzieren lässt. Für die Experimente der vorliegenden Arbeit wird der Ansatz mit bewegter Aufpralloberfläche gewählt.

3 Experimenteller Versuchsstand

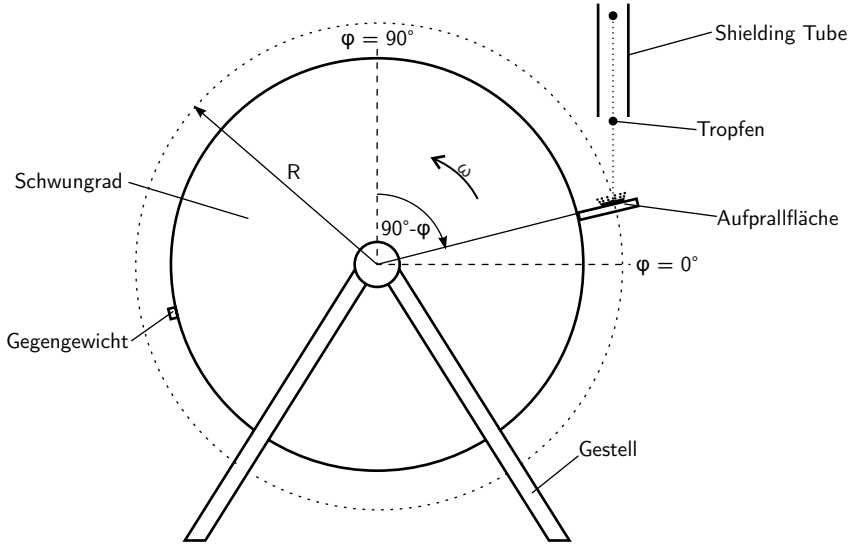


Abbildung 3.1: Schemadarstellung des Schwungrads mit montierter Aufprallfläche. Der Durchmesser des Schwungrads beträgt 600 mm, während der Tropfenaufprall auf der Radiusposition $R \approx 390$ mm erfolgt. Der Aufprallradius hängt von den Abmessungen der Aufprallfläche und der Aufprallposition der Primärtropfen auf der Fläche ab.

Um die Mechanik des Versuchsstands möglichst einfach und wenig anfällig zu halten, wird ein Schwungrad mit horizontaler Rotationsachse verwendet. Die Aufprallfläche steht senkrecht von der Mantelfläche ab. Ein derart rotatorischer Versuchsstand wird bereits von Mehdizadeh u. a. (2004) verwendet, jedoch mit vertikal orientierter Rotationsachse. Abbildung 3.1 zeigt das Schwungrad ohne Instrumentierung. Vorteile dieses Aufbaus sind der geringe Bauraum, die einfach zu gewährleistende Betriebssicherheit sowie die hohe Datenrate aufgrund der periodischen Bewegung des Rads. Darüber hinaus können alle erforderlichen Messinstrumente stationär betrieben werden.

Die Variation der gewünschten Aufprallweberzahl erfolgt im Rahmen dieser Versuche durch Anpassung der Rotationsgeschwindigkeit sowie der freien Beschleunigungsstrecke der gravitationsgetriebenen Primärtropfen. Der Tropfendurchmesser wird bei den Versuchen im Bereich $d_{Tr} = 2,69 \cdot 10^{-3} \text{ m} \pm 0,04 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ gehalten. Die hinsichtlich der Betriebssicherheit des Schwungrads maximal mögliche Aufprallweberzahl beträgt bei der verwendeten Tropfengröße ca. $We = 30.000$. Minimal kann $We \approx 2.500$ realisiert werden, da der Mo-

tor eine Mindestdrehzahl benötigt. Bei stehendem Schwungrad wird maximal $We \approx 700$ erreicht. Die resultierenden Aufprallreynoldszahlen liegen im Bereich $Re \approx 13.500 \dots 43.000$. Für die Flüssigkeitstropfen wird ausschließlich deionisiertes Wasser bei Raumtemperatur verwendet. Die Ohnesorgezahl betrug bei allen Versuchen $Oh \approx 2,1 \cdot 10^{-3}$. Schwankungen der chemischen Reinheit können nicht ausgeschlossen werden. Im Rahmen der Versuche wurden unterschiedliche kommerziell erhältliche Produkte verwendet. Eine chemisch-physikalische Untersuchung des verwendeten deionisierten Wassers fand nicht statt. Im Folgenden wird angenommen, dass der Einfluss möglicher Schwankungen der chemisch-physikalischen Eigenschaften des Wassers auf den Aufprallverlauf vernachlässigbar ist. In Bezug auf die grundlegende Entwicklung des hier vorgestellten Verfahrens ist ein derartiger Einfluss darüber hinaus wenig Ausschlag gebend.

Nach Mehdizadeh u. a. (2004) wird der Tropfenaufprall aufgrund der Rotationsbewegung von Zentripetalkräften F_{zent} und Corioliskräften F_{cor} beeinflusst. Die Kräfte sind jedoch im Vergleich zu den dynamischen Kräften F_{dyn} des Aufprallvorgangs vernachlässigbar, wenn die Größe der aufprallenden Tropfen d_{Tr} im Verhältnis zur Radiusposition R des Aufprallzentrums sehr klein ist. Dem Vorgehen von Mundo (1996, S. 24 f.) folgend ergibt sich für die Kräfteverhältnisse folgendes:

$$\begin{aligned} \frac{F_{zent}}{F_{dyn}} &= \frac{R\omega^2}{\ddot{y}} = \frac{R\omega^2}{dv_{imp}/dt} \approx \frac{R\omega^2}{\Delta v_{imp}/\Delta t} \\ &\approx \frac{R\omega^2 d_{Tr}}{v_{imp}^2} \quad \text{mit } \Delta t \approx \tau_k \\ &\approx 0,4\% \longrightarrow \text{vernachlässigbar} \end{aligned} \quad (3.1)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{F_{cor}}{F_{dyn}} &= \frac{2v_r\omega}{\ddot{y}} = \frac{2v_r\omega}{dv_{imp}/dt} \approx \frac{2v_r\omega}{\Delta v_{imp}/\Delta t} \\ &\approx \frac{2v_r\omega d_{Tr}}{v_{imp}^2} \quad \text{mit } \Delta t \approx \tau_k \\ &\approx 0,9\% \longrightarrow \text{vernachlässigbar} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Als relevanter Zeitraum Δt wird das charakteristische kinetische Zeitmaß des Aufprallvorgangs eingesetzt. Dieses berechnet sich zu

$$\tau_k = \frac{d_{Tr}}{v_{imp}} \quad (3.3)$$

3 Experimenteller Versuchsstand

Weiterhin ist v_{imp} die vertikale Aufprallgeschwindigkeit als Summe der freien Fallgeschwindigkeit v_{Tr} des Primärtropfens und der entgegen gerichteten Rotationsgeschwindigkeit v_r der Aufprallfläche. Die angegebenen Werte sind für den Fall der Messreihe bei der Aufprallweberzahl von $We_{\text{nom}} = 10.000$ nach Tabelle 5.6 auf Seite 73 berechnet. Etwaige Rückwirkungen des Tropfens auf das Schwungrad werden wegen des erheblichen Trägheitsunterschiedes ohne rechnerischen Nachweis vernachlässigt.

Die auf der Mantelfläche des Schwungrads montierte Aufprallfläche induziert im Rotationsbetrieb in unmittelbarer Umgebung des Versuchsstands ein turbulentes Strömungsfeld. Die Ergebnisse durchgeführter Umströmungsuntersuchungen mittels PIV sind nicht Teil dieser Arbeit, sondern in Faßmann u. Möller (2011) dokumentiert. Das erzeugte Strömungsfeld hat Rückwirkungen auf jeden frei fallenden Primärtropfen. Es kommt zu Änderungen der Tropfengeschwindigkeit sowie zu Deformation und lateraler Ablenkung der Tropfen. Die ersten beiden Einflüsse lassen sich für den gewählten Versuchsaufbau nicht vermeiden. Im Zuge der Auswertung jedes Tropfens werden die individuelle Fallgeschwindigkeit bestimmt und der Deformationsgrad überprüft. Primärtropfen, die eine starke Verformung aufweisen, werden bereits früh in der Auswertekette aussortiert. Der Einfluss des rotatorischen Strömungsfelds auf die Tropfenflugbahn wird mittels eines umschließenden Fallrohres minimiert, das den Tropfen über eine lange Strecke abschirmt. Dieses Rohr wird *Shielding Tube* genannt. Jede verbleibende Ablenkung der Primärtropfen in x , y und z -Richtung wird während der Auswertung der Tropfendaten ermittelt und berücksichtigt. Die Lageschwankungen der Primärtropfen nehmen mit steigender Drehzahl stark zu, sodass die Ausbeute nutzbarer Datensätze mit steigender Aufprallgeschwindigkeit signifikant abnimmt. Die quantitative Auswertung der Daten ist daher nur bis zu einer Aufprallweberzahl von $We_{\text{nom}} = 10.000$ sinnvoll möglich, und die qualitative Auswertung bis zu einer Aufprallweberzahl von $We_{\text{nom}} = 20.000$.

Angetrieben wird das Schwungrad von einem Asynchronmotor¹ mit einer Nennleistung von 550 W und einer Nenndrehzahl von 24,17 Hz. Die Drehzahl wird mittels eines Frequenzumrichters² mit vorgeschaltetem Netzfilter³ eingestellt und konstant gehalten. Eine kontinuierliche manuelle Nachregelung ist in geringem Maße notwendig. Bei längerem Betrieb mit geringer Drehzahl besteht die Gefahr der Überhitzung des Motors, sodass regelmäßige Kühlpausen während des Messbetriebs erforderlich sind.

¹Typ EP 80 4A, Bauform B3, Schutzart IP55, Hersteller ATEG

²Typ CiMR-J7ACBOP40, Hersteller Yaskawa

³Typ FS5872-10-07, Hersteller Schaffner

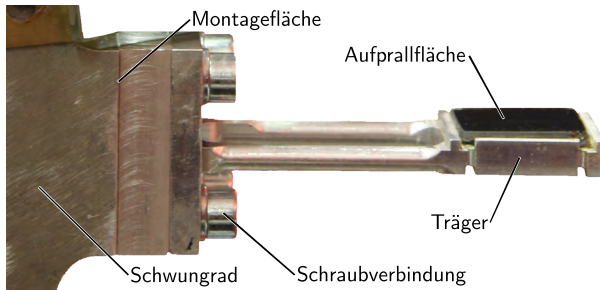


Abbildung 3.2: Aufprallfläche für den trockenen Einzeltropfenaufprall. Die schwarz gefärbte Glasfläche hat die Abmessungen $25 \cdot 10^{-3} \text{ m} \times 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

3.2 Variationen Aufpralloberfläche

Aufgrund der horizontalen Rotationsachse ermöglicht der vorgestellte Schwungradversuchsstand die Variation des Aufprallwinkels zwischen 90° und 0° . In der vorliegenden Arbeit wird jedoch ausschließlich der senkrechte Aufprall bei 90° ($\varphi = 0^\circ$) untersucht. Neben der Flexibilität des Aufprallwinkels bietet der Versuchsstand die Möglichkeit, unterschiedliche Aufprallflächen zu montieren. Im Rahmen der durchgeführten Experimente kommen eine trockene sowie eine benetzte Glasoberfläche zum Einsatz, die im Folgenden näher erläutert werden.

3.2.1 Trockene Wand

In Abbildung 3.2 ist die Aufpralloberfläche für den Aufprall auf die trockene Wand dargestellt. Bei der schwarzen Fläche handelt es sich um eine rückseitig eingefärbte Glasplatte, die auf einen Träger aus Aluminium aufgeklebt ist. Sie hat die Abmessungen $25 \cdot 10^{-3} \text{ m} \times 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Die mittlere Rauheit der Glasoberfläche beträgt $R_a = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$. Während der Versuche wird die Glasoberfläche vor der Aufnahme einer Bildserie mit Isopropanol und Azeton gereinigt. Anschließend werden alle organischen Rückstände unter einer offenen Flamme verbrannt. Auf diese Weise wird eine reproduzierbar hydrophile Oberflächenbeschaffenheit erreicht. Diese Behandlung gewährleistet zudem, dass die Glasoberfläche aufgrund der Zentrifugalträgeit infolge der Rotation des Schwungrads nach jedem Einzeltropfenaufprall vollständig abgetrocknet ist.

3.2.2 Benetzte Wand

Bei der gewählten Versuchsanordnung ist es eine Herausforderung, einen kontinuierlichen Flüssigkeitsfilm auf der rotierenden Aufpralloberfläche zu erzeugen. Da die Rotation des Schwungrads jederzeit den Abtransport der Flüssigkeit verursacht, muss die Oberfläche permanent mit konstantem Volumenstrom benetzt werden. Damit sich die Flüssigkeit nicht in die gesamte Umgebung verteilt und Messapparaturen irreversibel beschädigt werden, muss der Flüssigkeitsfilm kontrolliert ausgelassen und wieder aufgefangen sowie abgesaugt werden. Der Versuchsaufbau ermöglicht die Zufuhr von Wasser, das durch die Antriebswelle eingeleitet wird. Über Schläuche wird es zur Aufprallfläche geführt, wo es von einer Düse beschleunigt und als Filmströmung über die Aufpralloberfläche geleitet wird. Der Flüssigkeitsfilm ist $b_{\text{nom}} = 26 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ breit und $L = 29 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ lang. Nach dieser freien Lauflänge L wird der Film in einem Auffangtrichter eingefangen und die Flüssigkeit wieder abtransportiert. Das Absaugen der Flüssigkeit erfolgt entgegen der Trägheitskraft zurück zur Antriebswelle. Durch ein zweites, konzentrisches Rohr in der Antriebswelle wird die Flüssigkeit aus dem Schwungradaufbau herausgeführt. Als Absaugpumpe dient eine Wasserstrahlpumpe, die ihrerseits von einer kontinuierlich betriebenen Kreispumpe mit dem nötigen Volumenstrom versorgt wird. Diese Reihenschaltung ist notwendig, da eine Wasserstrahlpumpe bei nahezu konstanter Pumpleistung in der Lage ist, ein beliebiges Flüssigkeits-Luft-Gemisch fördern. Bei Vorversuchen hat sich gezeigt, dass handelsübliche Teichpumpen trocken laufen und versagen, wenn der Luftanteil im angesaugten Medium ein kritisches Maß erreicht. Als Flüssigkeit zur Benetzung der Aufpralloberfläche wird während der Experimente das örtliche Trinkwasser aus der Hauswasserleitung verwendet⁴. Im benetzten Fall beträgt die maximal erreichbare Aufprallweberzahl $We_{\text{nom}} \approx 6.000$. Über diese Weberzahl hinaus reicht die Pumpleistung nicht aus, um das austretende Wasser zurück zur Drehachse zu fördern.

Das für den benetzten Aufprall eingerichtete Schwungrad ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Abbildung 3.4 zeigt die Aufpralloberfläche für den benetzten Einzeltropfenaufprall im Detail. Es sind die Düse, die freie Weglänge des Films sowie der Auffangtrichter dargestellt. Im benetzten Fall wird die Glasoberfläche vor der Aufnahme einer Bildserie mit Isopropanol und Azeton gereinigt. Statt der Behandlung mit einer offenen Flamme wird die Oberfläche nach der Reinigung mit Wasser gespült.

Die Dicke \bar{h} des Flüssigkeitsfilms auf der Aufpralloberfläche wird durch Antasten gemessen. Zunächst wird die trockene Oberfläche des gläsernen Untergrunds mit einem Gegenstand berührt und die Position des Gegenstands registriert. Im

⁴Wasserqualität nach Anhang G

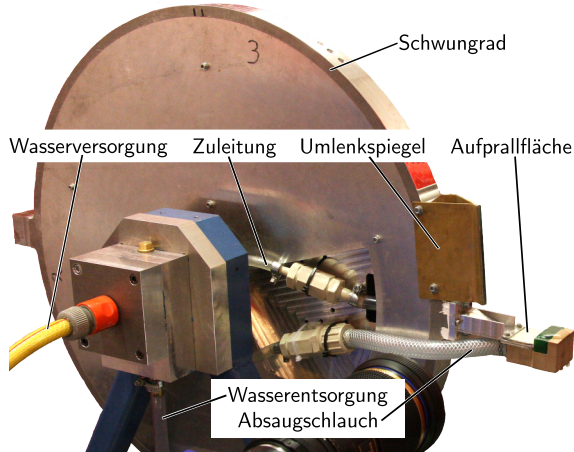


Abbildung 3.3: Darstellung des Schwungrads mit benetzter Aufprallobfläche

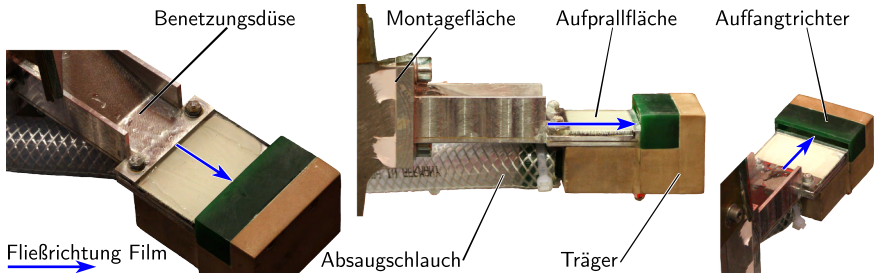


Abbildung 3.4: Aufprallobfläche für den benetzten Einzeltropfenaufprall

nächsten Schritt wird die Oberfläche des Flüssigkeitsfilms auf die gleiche Weise detektiert. Die Differenz der beiden Positionen des Gegenstands entspricht der Filmdicke. Während der Experimente wird diese Prozedur vor und nach jeder Messreihe durchgeführt, um die Dicke des Flüssigkeitsfilms zu überprüfen und festzuhalten. Rohbilder einer solchen Antastung sind für zwei exemplarische Messfälle in Abbildung 3.5 dargestellt. Die nominelle Dicke des Flüssigkeitsfilms bei still stehendem Schwungrad beträgt $\bar{h}_{\text{nom}} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ bzw. $\bar{h}_{\text{nom}} \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Das entspricht dimensionslosen Filmdicken von $h/d_{\text{Tr}} \approx 0,1$ bzw. $h/d_{\text{Tr}} \approx 0,2$.

Aufgrund der Rotation und der resultierenden Beschleunigung des Flüssigkeitsfilms muss es zu einer Veränderung Δu der mittleren Filmgeschwindigkeit \bar{u} kom-

3 Experimenteller Versuchsstand

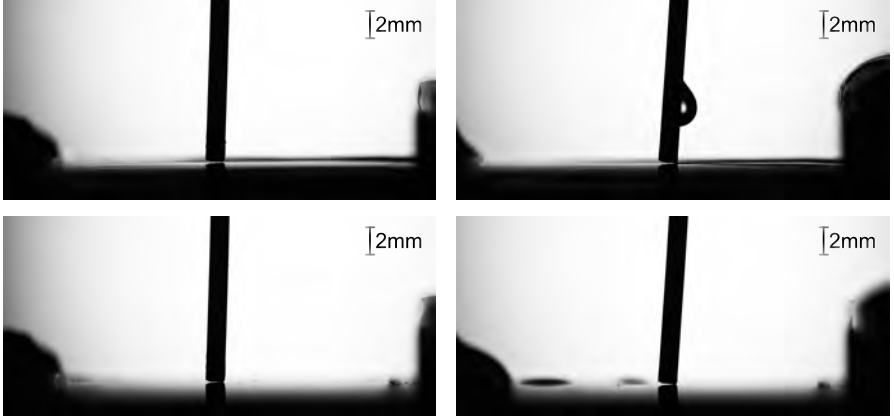


Abbildung 3.5: Antastung der Oberfläche mit (oben) und ohne Flüssigkeitsfilm (unten) für zwei unterschiedliche Messfälle (links und rechts). Links wird die Filmoberfläche anhand der Spiegelung des Antastgegenstands identifiziert. Rechts wird die Filmoberfläche aufgrund der vom Antastgegenstand hervorgerufenen Störung detektiert. In beiden Fällen beträgt die Filmdicke $h_{\text{nom}} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

men, die mit einer Änderung Δh der mittleren Filmdicke \bar{h} einhergeht. Da die Filmströmung entlang der Lauflänge auf der Aufpralloberfläche keinen quasistationären Zustand erreicht, können die stationären viskosen inkompressiblen Impulsgleichungen keine Lösung bieten (vgl. Anhang C). Sie können lediglich anzeigen, in welchem Rahmen die Werte der mittleren Filmdicke \bar{h} und der mittleren Filmgeschwindigkeit \bar{u} zu erwarten sind. Grob lässt sich die Veränderung Δu der mittleren Filmgeschwindigkeit jedoch abschätzen, indem jedes Volumenelement für einen gewissen Zeitraum unter dem Einfluss der Zentrifugalträgheit steht:

$$\Delta u \approx \omega^2 \Delta R \tau_{\text{liq}} \quad (3.4)$$

Hierbei ist ω die Kreisfrequenz der Rotation und $\Delta R = L$ die freie Lauflänge der Filmströmung. Ein Volumenelement der Flüssigkeit benötigt die charakteristische Zeit τ_{liq} , um aus der Düse auszutreten und vom Auffangtrichter eingesaugt zu werden. Dementsprechend lässt sich τ_{liq} mittels

$$\tau_{\text{liq}} \approx \frac{L}{\bar{u}} \quad (3.5)$$

ausdrücken. Grundsätzlich lässt sich für den Betrag der mittleren Filmgeschwindigkeit \bar{u} annehmen, dass er sich in der Größenordnung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit $u_s = Q/(h_s b_s)$, der nominellen Filmgeschwindigkeit $u_{\text{nom}} =$

$Q/(b_{\text{nom}} h_{\text{nom}})$ und der Filmgeschwindigkeit \bar{u}_∞ der quasistationär ausgebildeten Filmströmung einstellt. Die zu erwartende Filmdickenreduktion Δh aufgrund der Rotationsbewegung des Schwungrads kann von h_{nom} ausgehend schließlich iterativ berechnet werden:

$$h_{\text{nom}} + \Delta h_i = \frac{Q}{b} \frac{1}{\bar{u}_i + \Delta u_i} . \quad (3.6)$$

Unter Annahme geringer Geschwindigkeitsänderungen Δu lässt sich dieser Ausdruck zu

$$\Delta h_i \approx \frac{Q}{b_{\text{nom}}} \left(\frac{1}{\bar{u}_i} - \frac{\Delta u_i}{\bar{u}_i^2} \right) - h_{\text{nom}} \quad (3.7)$$

linearisieren. Durch Einsetzen der Abschätzung für Δu aus Gleichung (3.4) ergibt sich für jeden Iterationsschritt

$$\Delta h_i \approx \frac{Q}{b_{\text{nom}}} \left(\frac{1}{\bar{u}_i} - \frac{\omega^2 \Delta R \tau_{\text{liq}, i-1}}{\bar{u}_i^2} \right) - h_{\text{nom}} . \quad (3.8)$$

Für die erste Iteration wird $\bar{u}_1 = u_{\text{nom}}$ verwendet und für jede weitere $\bar{u}_i = u_{\text{nom}} + 1/2 \Delta u_i$. Für jede Iteration i wird Δu_i mittels Gleichungen (3.4) und (3.5) aus dem Schritt $i-1$ berechnet. Daraus ergibt sich die geschätzte Filmdickenänderung Δh an der Radiusposition $R = 390 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, an der der Tropfen aufprallt. Nach Tabelle 3.1 verringert sich die Flüssigkeitsfilmdicke auf der rotierenden Aufpralloberfläche um bis zu $\Delta h \approx 57 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ bzw. bis zu 20% der nominellen Filmdicke. Das entspricht in den Messbildern einer Pixeldifferenz von bis zu 7 px.

Bei dieser Abschätzungsmethode werden viskose Kräfte indirekt berücksichtigt, da die Iteration mit $\bar{u}_1 = u_{\text{nom}}$ startet. Präzise lässt sich der Viskositätseinfluss jedoch nicht bestimmen, wenn auf eine Strömungssimulation verzichtet wird. Stattdessen wird in Abschnitt 5.3 die Filmdicke stichprobenhaft aus einigen Messbildern ermittelt, um die Frage nach der Benetzungsfilmdicke während der Messungen zu beantworten. Im Weiteren wird für alle Filmdicken unabhängig von den realen Messwerten mit den nominellen Werten der Filmdicke gearbeitet. Die nominelle systematische Unsicherheit der Filmdicke wird zu $\delta h_{\text{nom}} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ abgeschätzt.

In Tabelle 3.1 ist ebenfalls das charakteristische Zeitmaß τ_{liq} der Filmströmung angegeben. Solange für das Verhältnis

$$\frac{\tau_{\text{liq}}}{\tau_k} \gg 1 \quad (3.9)$$

gilt, ist keine Beeinträchtigung des Aufprallverlaufs zu erwarten. Als Vorgriff auf Kapitel 5 sei erwähnt, dass in den vorliegenden Untersuchungen die Größenordnung des charakteristischen kinetischen Zeitmaßes $\mathcal{O}(\tau_k) \approx 10^{-4}$ beträgt. Da zwischen den beiden genannten Zeitmaßen zwei Größenordnungen liegen, ist die Bedingung aus Gleichung (3.9) erfüllt.

3 Experimenteller Versuchsstand

Tabelle 3.1: Nominelle Weberzahl We_{nom} , nominelle Flüssigkeitsfilmdicke h_{nom} , Kreisfrequenz ω der Rotationsbewegung, freie Lauflänge L des Films, Radiusposition R des Aufpralls, Volumenstrom Q , Höhe h_s und Breite b_s des Düsenpaltes, Breite b_{nom} des Flüssigkeitsfilms auf der Aufprallobfläche, Abbildungsmaßstab M , Düsenaustrittsgeschwindigkeit u_s , nominelle Filmgeschwindigkeit u_{nom} , Filmgeschwindigkeit \bar{u}_{∞} einer entsprechend ausgeprägten Filmströmung nach dem Impulssatz (vgl. Tabelle C.1), Anzahl i der Iterationen, Schätzung Δu der Filmgeschwindigkeitsänderung, mittlere Filmgeschwindigkeit \bar{u} , Schätzung Δh der Filmdickenänderung infolge der Zentrifugaltägheit nominelle Filmdickenunsicherheit δh_{nom} sowie das charakteristische Zeitmaß τ_{liq} der Filmströmung

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	0,3	0,5	0,3	0,5	0,3
$\omega / 1/\text{s}$	0,00	0,00	2,55	2,55	3,39
$L / 10^{-3} \text{ m}$	29,0	29,0	29,0	29,0	29,0
$R / 10^{-3} \text{ m}$	390	390	390	390	390
$Q / 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$	12,50	20,83	12,50	20,83	12,50
$h_s / 10^{-3} \text{ m}$	0,25	0,73	0,25	0,73	0,25
$b_s / 10^{-3} \text{ m}$	24,0	24,0	24,0	24,0	24,0
$b_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	26,0	26,0	26,0	26,0	26,0
$M / 10^{-6} \text{ m}/\text{px}$	8,83	8,83	8,83	8,83	8,83
$u_s / \text{ m/s}$	2,08	1,19	2,08	1,19	2,08
$u_{\text{nom}} / \text{ m/s}$	1,60	1,60	1,60	1,60	1,60
$\bar{u}_{\infty} / \text{ m/s}$	0,00	0,00	2,02	2,90	2,41
$i / 1$	4	4	4	4	4
$\Delta u / \text{ m/s}$	0,0	0,0	0,1	0,1	0,2
$\bar{u} = u_{\text{nom}} + 1/2\Delta u / \text{ m/s}$	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7
$\Delta h / 10^{-6} \text{ m}$	0	0	-34	-57	-56
$\Delta h / h_{\text{nom}}$	0,0	0,0	-0,1	-0,1	-0,2
$\Delta h / \text{ px}$	0	0	-4	-6	-6
$\delta h_{\text{nom}} / 10^{-6} \text{ m}$	20	20	20	20	20
$\tau_{\text{liq}} / 10^{-3} \text{ s}$	11	18	17	17	17

3.3 Tropfengenerator

Im Rahmen des Forschungsprojekts wurde ein Tropfengenerator entwickelt und erprobt. Dieser ermöglicht es, auf ein Triggersignal hin zu einem gewünschten Zeitpunkt t^g einzelne, monodisperse Flüssigkeitstropfen zu erzeugen. Ein definiertes Flüssigkeitsvolumen bildet einen Tropfen, der an einer $10 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ langen

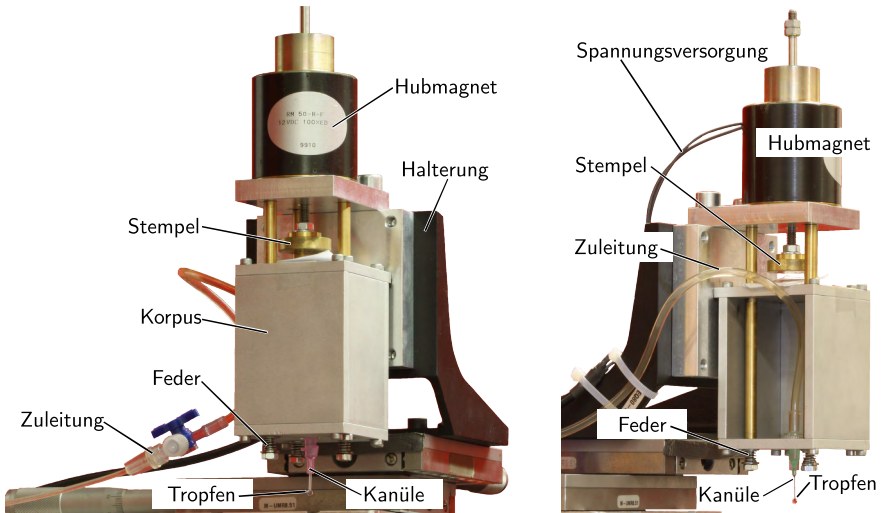


Abbildung 3.6: Tropfengenerator zur getriggerten Einzeltropfenerzeugung (on demand dropper). Links mit Kanüle aus dem Kunststoff FEP, rechts mit Kanüle aus Edelstahl. Ein Tropfen definierten Volumens hängt an einer Kanüle und löst sich infolge einer getriggerten Erschütterung. Abschließend wird der Tropfen von einer Spritzenpumpe nachgeführt.

und $1,1 \cdot 10^{-3}$ m dicken, stumpfen Kanüle⁵ haftet. Ein elektrischer Hubmagnet verursacht auf ein externes Triggersignal hin eine Erschütterung, die den Tropfen ablösen lässt. Sobald der Hubmagnet in seine Ruheposition zurückgekehrt ist, fördert eine Spritzenpumpe⁶ mit einstellbarem Volumenstrom die zuvor festgelegte Flüssigkeitsmenge nach, die nun den nächsten Tropfen an der Kanüle formt (vgl. Faßmann u. Möller, 2011; Faßmann u. a., 2013). Den zeitlichen Ablauf steuert eine hierfür ausgelegte Elektronikschaltung. Abbildung 3.6 zeigt den Tropfengenerator. Die dargestellten Federn erlauben die Absenkung des Korpus um ca. $2 \cdot 10^{-3}$ m und damit einen in gewissen Grenzen einstellbaren Tropfendurchmesser. Diese Grenzen werden durch dauerhaftes Anhaften des Tropfenvolumens an der Kanüle und Selbstablösung ohne Erschütterung definiert. Mit dem verwendeten Tropfengenerator lassen sich Tropfen im Bereich $d_{Tr} = 2,6 \cdot 10^{-3}$ m ... $2,8 \cdot 10^{-3}$ m erzeugen. Je geringer der Federweg wird, desto geringer wird der Spielraum für den Tropfendurchmesser d_{Tr} . Die maximale Wiederholfrequenz der Tropfenerzeugung

⁵ *Introcan Safety®-W* des Herstellers *BBraun* aus Fluorethylenpropylen (FEP), Größe 20G, PZN 04095799.

⁶ *KDS 200* des Herstellers *KD Scientific*

3 Experimenteller Versuchsstand

beträgt 0,7 Hz. In Anlehnung an Frohn u. Roth (2000) kann der Tropfengenerator auch als *on demand dropper* bezeichnet werden.

Drei Parameter beeinträchtigen die Reproduzierbarkeit der Tropfenerzeugung. Dies sind die Dichtigkeit der Spritze in der Spritzenpumpe, die geodätische Differenzhöhe zwischen Spritzenniveau und Kanülenöffnung sowie das Material der verwendeten Kanüle. Die ersten beiden Parameter beeinflussen sich gegenseitig. Damit sich der Tropfen akkurat und zeitgenau an der Kanüle ausbildet, muss die Spritze reibungsarm zu bewegen sein. Die verwendete Glasspritze erfüllt dieses Kriterium, dichtet jedoch nicht vollständig. Folglich müssen Spritze und Kanülenöffnung auf gleicher geodätischer Höhe liegen. Andernfalls führt die Undichtigkeit der Spritze infolge der hydrostatischen Druckdifferenz zu Rück- bzw. Vorfließen des Wassers. Daraus würde wegen verfrühten Abtropfens oder Leerlaufens der Kanüle eine eingeschränkte Reproduzierbarkeit der Tropfenerzeugung resultieren. Die Materialwahl der Kanüle stellt sich als essentiell heraus. Eine hydrophile Oberfläche wie bei der Aufpralloberfläche ist nicht sinnvoll, weil die Kanüle ein definiertes und reproduzierbares Abtropfverhalten gewährleisten soll. Es ist sogar zu vermeiden, dass die Wassertropfen außen an der Kanüle eine große Fläche benetzen. Wenn ein reproduzierbarer Oberflächenzustand durch Reinigung erzielt werden soll, ist eine Kanüle aus Stahl ungeeignet. Die beschriebene Problematik kann mit einer Venenverweilkanüle aus Kunststoff umgangen werden. Das Material Perfluorethylenpropylen-Copolymer (FEP) hat einen hydrophoben Charakter und kann dennoch vor jedem Messzyklus mit Isopropanol definiert gereinigt werden. Mit einer solchen Kanüle wird im Weiteren gearbeitet. Auch Rioboo u. a. (2002) berichten über die Verwendung von hydrophoben Nadeln bzw. Kanülen, die mit Polytetrafluorethylen (PTFE) beschichtet sind.

Faktoren für Unsicherheiten bei der Tropfengenerierung sind die Genauigkeitsgrenzen der Spritzenpumpe, die zu Abweichungen im definierten Fördervolumen führen können, sowie der Ablösevorgang von der Kanüle bei ggf. differierenden Tropfendurchmessern. Hierdurch werden die Flugbahn sowie das Schwingverhalten der frei fallenden Tropfen beeinflusst. Die Trajektorie der Primärtropfen wird in einer separaten Versuchsreihe untersucht. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 5.1.2 zusammengestellt. Im Zuge der Datenauswertung wird der Einfluss der Unsicherheiten auf das Gesamtergebnis quantifiziert. In Abschnitt 4.10 werden alle Unsicherheiten des Mess- und Auswertevorgangs dargestellt.

3.4 Versuchsanordnung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Zerfallsprodukte beim Aufprall einzelner Flüssigkeitstropfen bei erhöhter Aufprallgeschwindigkeit zu untersuchen. Hierzu

wird das im Abschnitt 2.5 vorgestellte Shadowgraphie-Verfahren verwendet. Der Standard-Aufbau mit einer einzelnen Lichtquelle und einem Bildsensor wird im Rahmen dieser Arbeit erweitert.

Für eine verlässliche Auswertung der Aufprallvorgänge ist es notwendig, nicht nur Kenntnis über die Sekundärtropfen zu haben, sondern auch die Lage und Geschwindigkeit der Primärtropfen zu kennen. Die Verwendung zweier separater Shadowgraphie-Aufbauten ermöglicht die zeitlich und räumlich versetzte Aufzeichnung des Aufprallvorgangs aus unterschiedlichen Perspektiven. Zudem werden PIV-Kameras verwendet, die jeweils die Aufzeichnung zweier Bilder in kurzem Zeitabstand Δt erlauben, sog. Doppelbilder. Eine Kamera nimmt ein Doppelbild des Tropfens kurz vor dem Aufprall auf und eine zweite Kamera registriert ein Bilderpaar des eigentlichen Aufprallvorgangs. Die Teilbilder eines Doppelbilds werden *Frames* genannt. Die Frames der ersten Kamera werden zu den Zeitpunkten t^f und $t^f + \Delta t^f$ aufgezeichnet und die der zweiten Kamera zu den Zeitpunkten t^l und $t^l + \Delta t^l$. Ein solches Vorgehen liefert die erforderlichen Informationen über Geschwindigkeit und Lage der Primär- und Sekundärtropfen. Die Ausrichtung der ersten Kamera wird als *frontal* bezeichnet (Exponent f) und die Blickrichtung der zweiten Kamera als *lateral* (Exponent l). Der räumliche Versatz beider Shadowgraphie-Systeme ist aufgrund des Platzbedarfes der Komponenten erforderlich. Weiterhin ermöglicht der Winkel von 90° zwischen beiden Kameras, die Lageabweichungen der Primärtropfen in der dritten Raumrichtung zu bestimmen. Auf diese Weise können Bildpaare identifiziert und aussortiert werden, die sich außerhalb der Fokusebene der lateralen Kamera befinden. Damit wird die Auswertegenauigkeit erhöht. Abbildung 3.7 zeigt den Versuchsaufbau in der Übersicht. Der verwendete Versuchsaufbau ermöglicht die phasenstarre Untersuchung der Vorgänge beim Einzeltropfenaufprall. Die Versuchsanordnung ist für den Fall des trockenen sowie des benetzten Aufpralls identisch.

3.4.1 Steuerung des zeitlichen Ablaufs

Ein wesentliches Element des Versuchsaufbaus ist die Steuerung der zeitlichen Abläufe. Es gilt die Kameraauslösung, den Lichtimpuls und den Tropfenaufprall auf der Aufprallfläche mit der Drehung des Rads zu synchronisieren. Mit den Softwarepaketen *DaVis ParticleMaster* und *DaVis FlowMaster* sowie einiger Hardware der Firma *LaVision GmbH* stehen am Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig hierfür wichtige Bausteine zur Verfügung. Die Eingliederung des Tropfenaufpralls in diesen Prozess erfor-

3 Experimenteller Versuchsstand

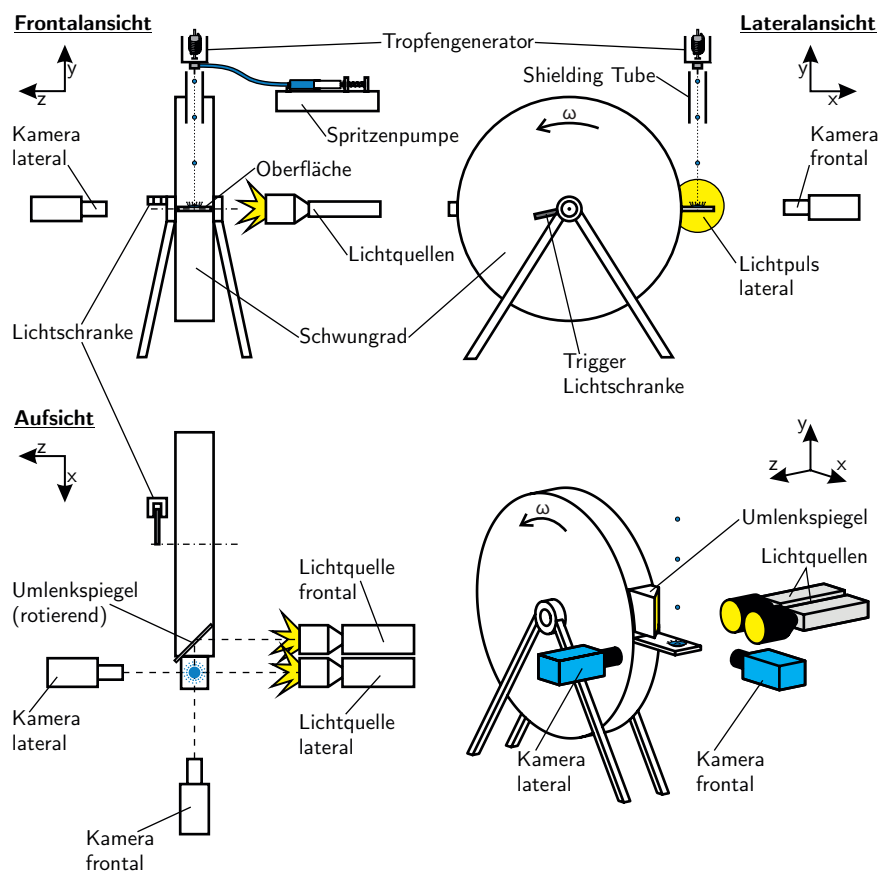


Abbildung 3.7: Versuchsanordnung Shadowgraphie am Schwungrad aus drei Blickrichtungen und einer dreidimensionalen Übersicht. Definition des Koordinatensystems.

dert die zusätzliche Verwendung eines Delay-Generators⁷. Aufgabe dieses Geräts ist es, den zyklischen Triggerimpuls geeignet zu verzögern und abhängig von der Drehfrequenz des Schwungrads nur jeden n -ten eingehenden Triggerimpuls weiterzuleiten. Der manipulierte Triggerimpuls wird im Anschluss an die Steuereinheiten der beiden Aufnahme-Systeme weitergeleitet, die sog. *programmable timing units* (PTUs). Diese Geräte steuern die Auslösung der Lich-

⁷Modell DG535 des Herstellers Stanford Research Systems inc.

impulse und Kameras unabhängig voneinander. Das Signal an die Steuereinheit des Tropfengenerators⁸ wird vom Delay-Generator derart verzögert, dass der ausgelöste Tropfen erst zur nächsten Bildauslösung $n > 1$ Rotationen später aufprallt. Während der Fallzeit des Tropfens sperrt der Delay-Generator die Triggerimpulse der Lichtschranke, sodass alle Geräte bis kurz vor Tropfenaufrall inaktiv bleiben. Dieses Vorgehen erlaubt, die Aufprallfläche innerhalb der Grenzen weniger Mikrometer in den Bildern wiederholbar zu positionieren und phasenstarre Messungen durchzuführen. Die beschriebene Ablaufsteuerung ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Es sei vermerkt, dass beide Aufnahme-Systeme manuell zeitgleich gestartet werden müssen, damit die Bildpaare beider Kameras einander fehlerfrei zugeordnet werden können. Dies wird mittels eines einfachen Tasters realisiert, der einen zusätzlichen, einmaligen Triggerimpuls zum Start der Messung an die PTUs abgibt. Der manuelle Start der Bildaufzeichnung ermöglicht es zudem, die Messungen erst nach der Einlaufphase des Tropfengenerators zu beginnen. Bei dem in Abbildung 3.8 dargestellten Signalfilter handelt es sich um einen Funktionsgenerator⁹. Dieser wandelt das verauschte zyklische Signal der Lichtschranke am Schwungrad in ein definiertes 5 V Rechtecksignal um, das je Umdrehung einmal ausgegeben wird. Abbildung 3.9 vermittelt einen Eindruck, wie die Bilder der beiden Kamerablickrichtungen zueinander in Beziehung stehen. Die Markierungen im Bild der frontalen Kamera ermöglichen die Rekonstruktion der Position des mitrotierenden Umlenkspiegels. Sie wurden jedoch bei der gegenwärtigen Auswertung der Bilder nicht benötigt.

Der Aufprallvorgang in den unterschiedlichen Messreihen soll anhand einer großen Bildanzahl rekonstruiert werden. Dabei hilft die unvermeidbare Schwankung der Drehzahl des Motors, die sich als individuell quantifizierbare vertikale Lageschwankung der Primärtropfen auf den Messbildern auswirkt. Um den Aufprallverlauf mit einer ausreichenden zeitlichen Auflösung darstellen zu können, wird zudem der Auslösezeitpunkt t^{g} des Primärtropfens während der Messreihen variiert. Jeweils werden Bildserien von 500 bis 1.500 Bildpaaren je Kamera aufgezeichnet. Ein solches exemplarisches Doppelbild ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die beiden oben erwähnten Programme *DaVis ParticleMaster* bzw. *DaVis FlowMaster* werden sowohl zur Aufnahme und Speicherung der Bilder als auch zur Auswertung der Messdaten verwendet. Diese Software wird im Folgenden als *primäres Auswerteprogramm* bezeichnet. Die Datenauswertung wird in Kapitel 4 behandelt.

⁸Eigenbau des Instituts für Strömungsmechanik der Technische Universität Braunschweig

⁹Modell *HM8131-2* des Herstellers *Hameg Instruments*

3 Experimenteller Versuchsstand

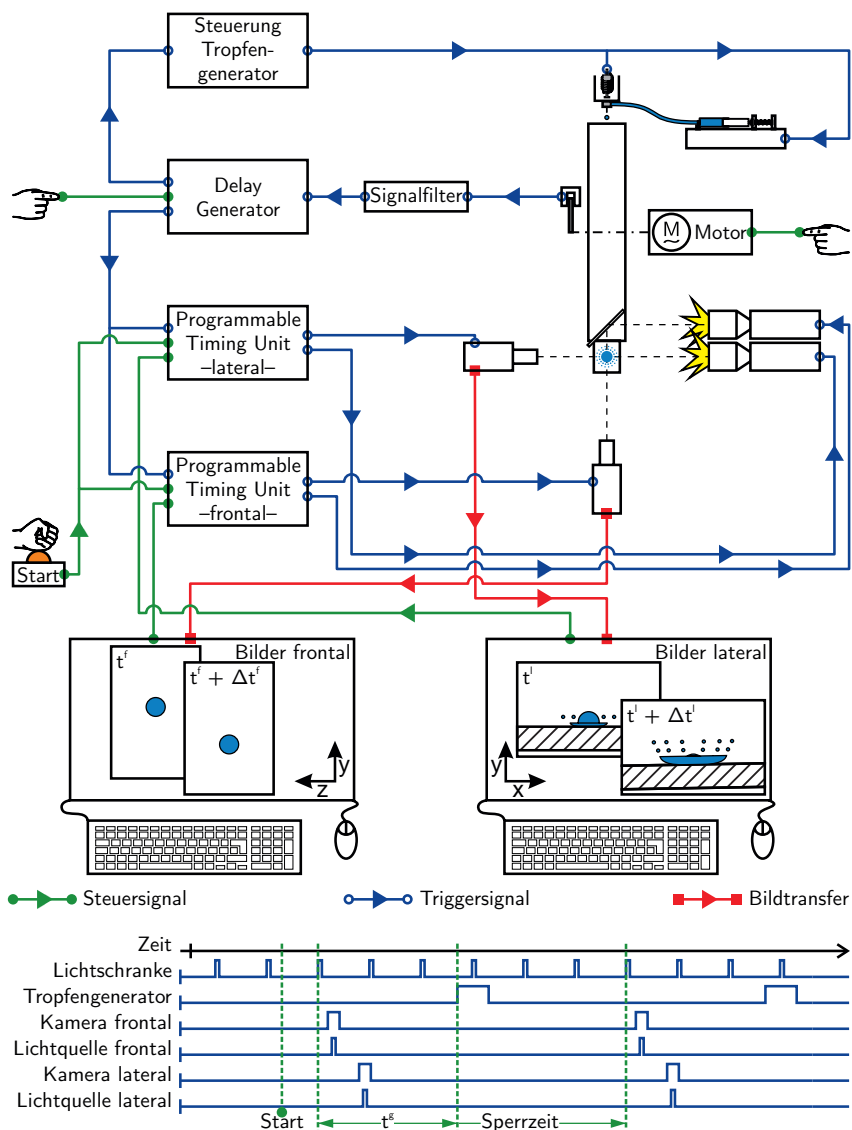


Abbildung 3.8: Zeitsteuerung und Informationsfluss für den Shadowgraphie-Aufbau. Oben: Verschaltung aller Funktionselemente. Unten: Schematischer Zeitverlauf der Triggerimpulse.

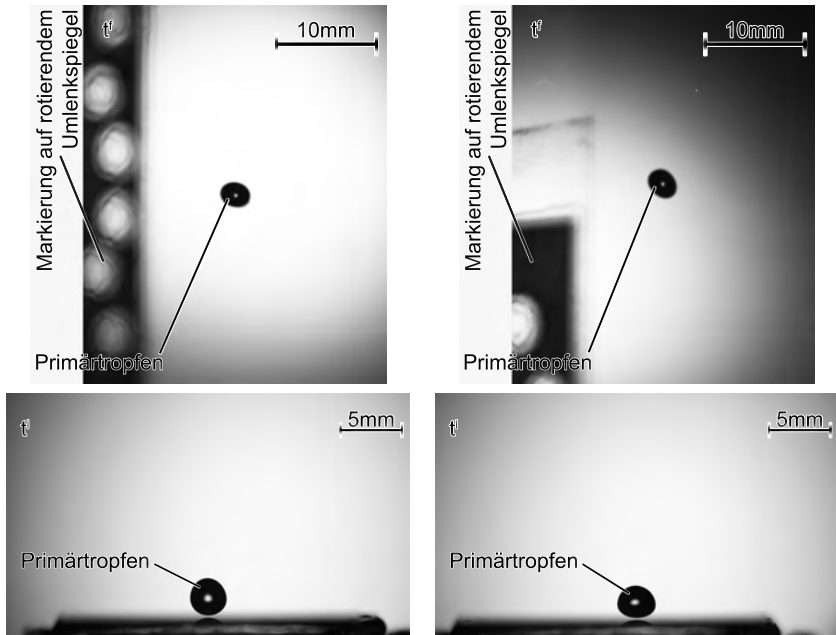


Abbildung 3.9: Beispielhafte Zuordnung der Bilder der frontalen Kamera (oben) und der lateralen Kamera (unten) bei geringerer (links) und höherer (rechts) Rotations- bzw. Aufprallgeschwindigkeit. Es ist der jeweilige Zeitpunkt t^f bzw. t^l der Kameraauslösung angegeben. Die Markierungen links im Bild der frontalen Kamera dienen der Lokalisierung des rotierenden Umlenkspiegels zur Belichtung der frontalen Kamera.

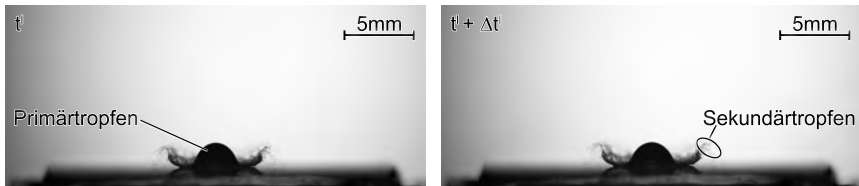


Abbildung 3.10: Exemplarisches Doppelbild eines aufprallenden Tropfens auf die trockene Wand aus Sicht der lateralen Kamera. Die Bilddifferenzzeit zwischen den gezeigten beiden Aufnahmen beträgt $\Delta t^l = 6 \cdot 10^{-6}$ s.

3.4.2 Optische Komponenten

Für die Analyse der Zerfallsprodukte beim Tropfenaufprall mit erhöhter Aufprallgeschwindigkeit ist aufgrund der zu erwartenden geringen Größe der Sekundärtropfen die maximale räumliche Auflösung zu wählen. Zugleich soll der Bildausschnitt maximal sein, um zeitgleich viele Sekundärtropfen abbilden zu können. Da sich diese Anforderungen widersprechen, muss der beste Kompromiss gefunden werden. In vorliegenden Fall wird der Objektstand der lateralen Kamera so gewählt, dass die gesamte Aufprallfläche auf dem Chip abgebildet wird. Dies entspricht zugleich der Naheinstellgrenze des gewählten Objektivs. Die frontale Kamera wird mit geringst möglichem Abstand hinter einer fest installierten Sicherheitsscheibe positioniert.

Als Kurzzeitlichtquelle wird in den vorliegenden Versuchen für beide Shadowgraphie-Systeme ein Nd:YAG-Doppelpuls-Laser verwendet. Da dieses Laserlicht monochromatisch und kohärent ist, wird das erwartende sog. Speckle¹⁰ (vgl. Dainty u. a., 1975), mit Hilfe eines speziellen optischen Filters unterdrückt. Bei diesem Filter handelt es sich um eine zur Wellenlänge des Lasers passende Fluoreszenzscheibe, die das Licht absorbiert und inkohärentes Licht bei verschobener Wellenlänge emittiert. Als Nebeneffekt wird die Dauer des Lichtimpulses von $4 \cdot 10^{-9}$ s auf ca. $20 \cdot 10^{-9}$ s verlängert (LaVision GmbH, 2008). Die verwendeten Geräte und Komponenten sowie die Randbedingungen und Einstellungen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Das primäre Auswertprogramm kann lediglich Sekundärtropfen detektieren, die eine minimale Größe von 9 px aufweisen. Kleinere Sekundärtropfen werden vom Auswertprogramm ignoriert. Mit dem in Tabelle 3.2 angegebenen Abbildungsmaßstab M ergibt sich daraus die kleinste auflösbare Größe für Sekundärtropfen. Sie beträgt in allen vorliegenden Experimenten $d_{\min} \approx 30 \cdot 10^{-6}$ m. Während der Auswertung muss überprüft werden, ob der Beitrag kleinerer Tropfen zur gesamten Sekundärmasse vernachlässigbar bleibt.

3.4.3 Anordnung der Kameras

Die beiden Kameras sind um 90° versetzt zueinander angeordnet. So kann bei jedem einzelnen Tropfvorgang ein Doppelbild des Primärtropfens und ein Doppelbild des Aufpralls aufgenommen werden. Anhand der Bilder der Primärtropfen kann deren Größe und Aufprallgeschwindigkeit ermittelt werden. Um dies zu ermöglichen, liegt der Auslösezeitpunkt t^f der frontal ausgerichteten Kamera zeitlich

¹⁰Interferenzerscheinung kohärenten Lichts

Tabelle 3.2: Übersicht über optische Komponenten und Randbedingungen

Komponente	Kamera frontal	Kamera lateral
Kamera	Imager intense, <i>LaVision</i>	Imager Pro X, <i>LaVision</i>
Chipauflösung	1376 px \times 1040 px	4008 px \times 2672 px
Objektiv	180 mm SP AF 3.5, <i>Tamron</i>	180 mm SP AF 3.5, <i>Tamron</i>
Blendenzahl	3,5	3,5
Objektweite	1100 \pm 20 mm	450 \pm 10 mm
Chipausrichtung	Hochformat	Querformat
Bildausschnitt	32,0 mm \times 40,0 mm	35,4 mm \times 23,6 mm
Abbildungsmaßstab M	31,3 $\mu\text{m}/\text{px}$	8,8 $\mu\text{m}/\text{px}$
Laser	nano-T, <i>Litron</i>	nano-T, <i>Litron</i>
Streuoptik	Linsenkombination $f = -50$ mm und $f = -20$ mm mit einer <i>LaVision</i> Fluores- zenzscheibe	Diffuser, <i>LaVision</i>
Beleuchtungsweite	760 \pm 10 mm	790 \pm 10 mm
Bildaufnahmen	Primärtropfen vor Aufprall	Primär- und Sekundärtropfen

früher als der Auslösezeitpunkt t^1 der lateral ausgerichteten Kamera. Der resultierende zeitliche Versatz Δt_B der Auslösezeitpunkte erfordert einen entsprechenden vertikalen Versatz Δy_B der Kamerapositionen. Der erforderliche Vertikalabstand zwischen den beiden Kameras ist von der Vertikalgeschwindigkeit der Primärtropfen sowie der Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrads abhängig. Je höher die vertikale Eigengeschwindigkeit v_{Tr} eines Primärtropfens ist, desto größer muss der Höhenunterschied der Kamera-Achsen sein. Der vertikale Versatz der Kameras zueinander beträgt bei den durchgeführten Messungen zwischen $0,5 \cdot 10^{-3}$ m und $45 \cdot 10^{-3}$ m.

Bei geringen Vertikalabständen der beiden Kamera-Achsen kann der Lageunterschied anhand der zeitgleichen Aufnahme eines Objekts aus beiden Perspektiven ermittelt werden. Die Koordinatendifferenz in den Bildern der beiden Kameras entspricht dem Vertikalabstand der Kameraachsen zueinander, vgl. Abbildung 3.11 rechts. Für größere Vertikalabstände der Kamera-Achsen muss auf größere Objekte mit Markierungen zurückgegriffen werden, deren Abstand bekannt ist. Die Positionskoordinaten der Markierungen in jedem Kamerabild liefern dann ebenfalls den vertikalen Lageunterschied, vgl. Abbildung 3.11 links. Letzteres Vorgehen ist weniger präzise, da der Kontrast in den Bildern geringer ausfällt und die Rasterung der Markierungen lediglich $0,25 \cdot 10^{-3}$ m beträgt.

3 Experimenteller Versuchsstand

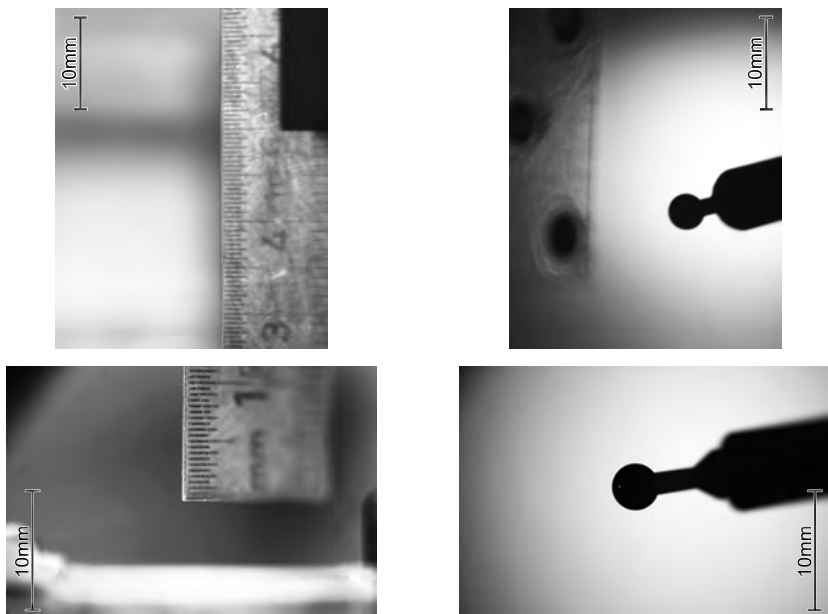


Abbildung 3.11: Bestimmung des Vertikalabstands Δy_B der beiden Kamera-Achsen zueinander: Links mittels Bildaufnahmen eines größeren Objekts mit Markierungen mit bekanntem Abstand, rechts auf Basis der Positionskoordinaten eines kleinen Objekts in den Bildaufnahmen beider Kameras.

3.4.4 Kalibrierung der Schärfentiefe

Die Algorithmen, die vom primären Auswerteprogramm zur Tropfenidentifikation verwendet werden, basieren auf den Ausarbeitungen von Kim u. Kim (1994). Wesentlich für die Detektion von Partikeln in einem Auswertevolumen ist die Schärfentiefe ψ_{optic} des verwendeten optischen Aufbaus. Diese sollte bekannt und geeignet gewählt sein. Geeignet bedeutet in diesem Fall, dass sie nicht zu gering sein sollte, damit Sekundärtropfen auch bei geringer Lageabweichung detektiert werden können. Zum anderen sollte die Schärfentiefe ψ_{optic} nicht zu groß sein, damit lediglich Sekundärtropfen detektiert werden, die innerhalb des gewünschten Messvolumens liegen. Dieser Kompromiss wird in den vorliegenden Untersuchungen bei einer Blendeneinstellung der Objektive von 3,5 erreicht.

Das in Kim u. Kim (1994) vorgestellte Auswerteverfahren ermöglicht es, die Sensitivität der Auswertung anhand von Parametern einzustellen. Abhängig von den

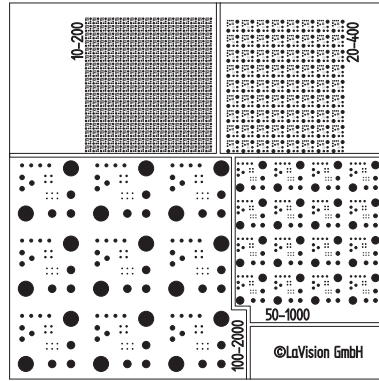


Abbildung 3.12: Target mit unterschiedlichen Partikeldurchmessern für die Kalibrierung der Auswerte-Schärfentiefe ψ bei der Shadowgraphie (Quelle: *LaVision GmbH*, Göttingen)

gewählten Parametern werden schärfer bzw. weniger scharf abgebildete Sekundärtropfen detektiert. Die auf Seiten der Auswertung feststellbare Schärfentiefe ψ_{eval} des Verfahrens ist somit von den gewählten Auswerteparametern abhängig. Weiterhin ist die Auswerte-Schärfentiefe ψ_{eval} eines zu detektierenden Sekundärtropfens nach Kim u. Kim (1994) proportional zu seinem individuellen Durchmesser d . Mit dem Proportionalitätsfaktor β lässt sich die entsprechende Ursprungsgerade

$$\psi_{\text{eval}} = \beta d =: \psi \quad (3.10)$$

formulieren. Im Folgenden wird ψ_{eval} verkürzt als ψ bezeichnet. Der Proportionalitätsfaktor β wird anhand einer sog. *Depth of Field Calibration* (DoF) ermittelt. Dazu wird die in Abbildung 3.12 dargestellte Kalibrierplatte um die Fokusebene herum im Bereich $\pm 12 \cdot 10^{-3}$ m in z -Richtung traversiert. Der gesamte Bereich wird kontinuierlich in Teilschritten von $\Delta z = 0,25 \cdot 10^{-3}$ m durchfahren. Bei jedem Teilschritt wird mit der lateralen Kamera jeweils ein Bild aufgenommen. Abschließend werden alle Bildaufnahmen mit einem vom Nutzer gewählten Parametersatz ausgewertet. Als Ergebnis liefert das primäre Auswerteprogramm den Bereich $\pm z$ zurück, innerhalb dessen eine Durchmesserklasse der Partikel aus Abbildung 3.12 detektiert wird. Daraus ergibt sich für jede Durchmesserklasse die Auswerte-Schärfentiefe. Nach linearer Regression der Einzelergebnisse ergibt sich eine Ursprungsgerade, deren Steigung der Proportionalitätsfaktor β ist. Die Güte der Regression ist ein Maß für die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}\beta$, mit der die Auswerte-Schärfentiefe ψ ermittelt werden kann. Die Werte von β und $\mathcal{U}_{95}\beta$ variieren zwischen den einzelnen Messreihen und werden im Ergebnisteil für jede Messreihe angegeben.

3 Experimenteller Versuchsstand

Die Auswertung der Tropfenbilder muss notwendigerweise mit dem gleichen Parametersatz erfolgen wie die Bestimmung des Proportionalitätsfaktors β . Um die Sensitivität des Auswertecodes hinsichtlich der gewählten Parameter im primären Auswerteprogramm zu beurteilen, werden in Abschnitt 5.4 Gesamtergebnisse verglichen, die von unterschiedlichen Parametersätzen herrühren. Das Vorgehen zur Auswertung der Messdaten wird im nachfolgenden Kapitel 4 beschrieben.

4 Auswertung der Messdaten

Dieses Kapitel behandelt die Auswertung der gewonnenen Messdaten. Sie beginnt mit der Vorsortierung aller aufgezeichneten Bilddaten. Daran schließt sich die Bildauswertung an, die vom primären Auswerteprogramm *DaVis ParticleMaster* absolviert und nur am Rande thematisiert wird. Der Hauptteil dieses Kapitels widmet sich dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswertecode. Er ist in Abbildung 4.1 als Blockdiagramm skizziert. Relevante Details der Auswerteschritte werden erläutert sowie die Messunsicherheiten und Fehlerfortpflanzung diskutiert.

Insgesamt zielt das Auswertevorgehen darauf ab, die beim Einzeltropfenaufprall entstehenden Sekundärtropfen zu charakterisieren sowie das deponierte Massenverhältnis η zu ermitteln. Eine im Voraus entstandene Veröffentlichung (Faßmann u. a. (2013)) geht nur auf ausgewählte Elemente des Auswertecodes ein, während das vorliegende Dokument die Möglichkeit einer ausführlichen Darstellung nutzt.

4.1 Datenreduktion

Aus Vorversuchen ist bekannt, dass die Primärtropfen in ihrer Lage und Größe einer Streuung unterliegen. Eine Durchmesservariation ist für die Auswertung unproblematisch, eine Bewegung der Primärtropfen aus dem Fokus der Kameras heraus ist bei der Auswertung der Sekundärtropfen durchaus kritisch. Deshalb werden die Bildaufnahmen der frontalen Kamera aller Messreihen halbautomatisiert auf ihre Auswertbarkeit hin überprüft. Der akzeptierte Bereich wird auf $\Delta z = \pm 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ um die Fokusebene der lateralen Kamera begrenzt. Dieser Wert stellt einen Kompromiss zwischen Lagegenauigkeit der Primärtropfen und Ausbeute an Tropfenbildern dar. Alle Tropfen, die diese Schwankung im Bild der frontalen Kamera überschreiten, werden aussortiert. Abbildung 4.2 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Die Lageschwankung der Primärtropfen in x -Richtung wird manuell überprüft. Da auf den Aufnahmen der lateralen Kamera sowohl Primärtropfen als auch der Aufprall selbst in unterschiedlichen Stadien abgebildet sind, müssen die Bilder mit Augenmaß sondiert werden. Bei der Auswahl werden nur solche

4 Auswertung der Messdaten

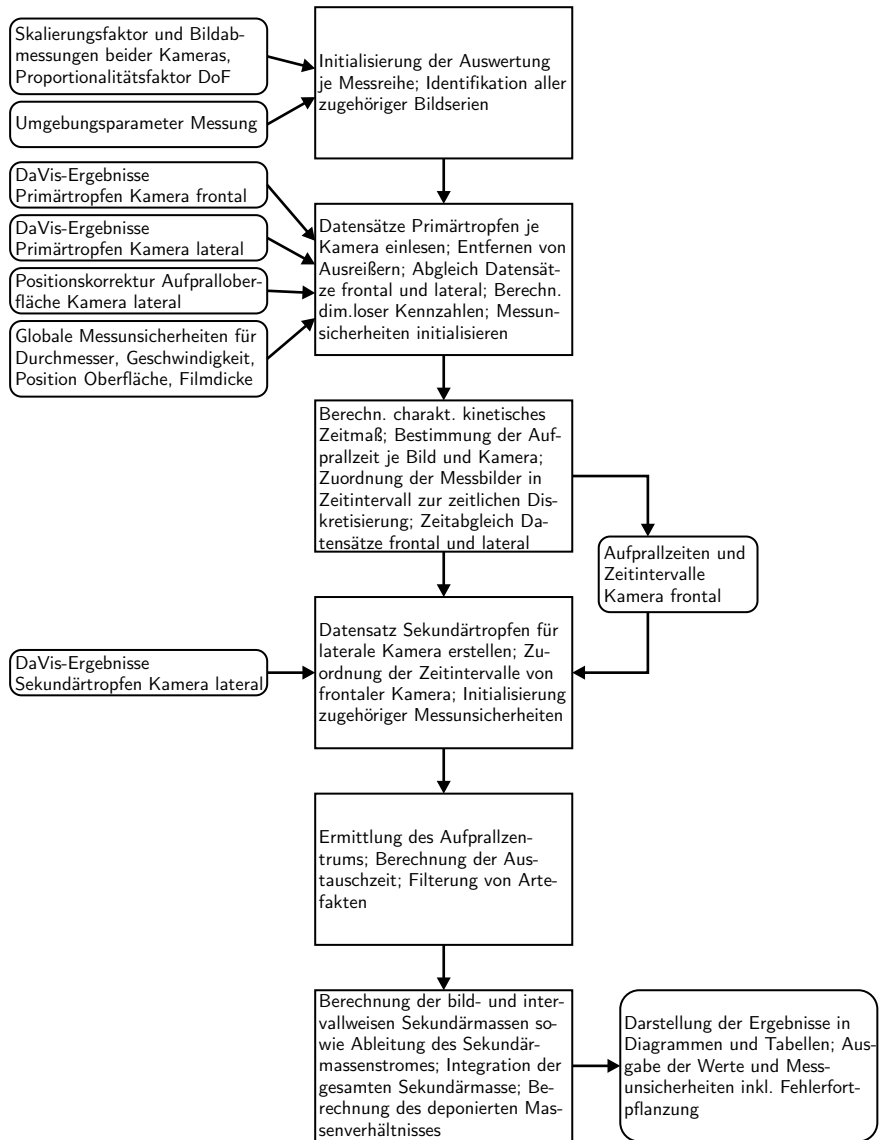


Abbildung 4.1: Algorithmus des Auswertevorgehens der Primär- und Sekundärtropfeneigenschaften sowie zur Ermittlung der beim Einzeltropfenaufprall insgesamt entstehenden Sekundärmasse und des deponierten Massenverhältnisses.

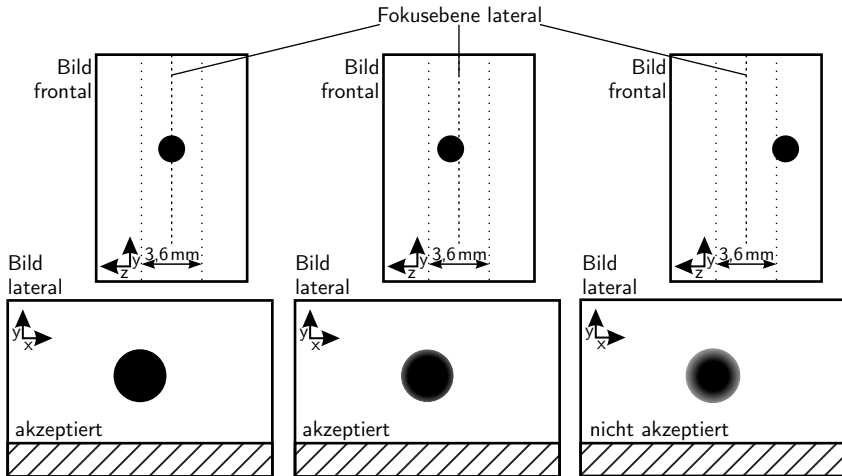


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Tropfenposition im Bild der frontalen Kamera relativ zur Fokusebene der lateralen Kamera. Links: Primärtropfen im Fokus. Mitte: Primärtropfen leicht defokussiert aber innerhalb der Toleranz von $\Delta z = \pm 1,8 \cdot 10^{-3}$ m. Rechts: Primärtropfen defokussiert und für die Auswertung nicht akzeptiert.

Bildaufnahmen zur Auswertung zugelassen, bei denen sich der Primärtropfen bzw. das Aufprallzentrum im Zentralbereich des Bilds befinden. Wie Abbildung 4.3 anschaulich darstellt, müssen Sekundärtropfen symmetrisch um das Aufprallzentrum erkennbar sein, damit ein Bild für die weitere Auswertung verwendet werden kann. Die Lageschwankung der Tropfen in vertikaler Richtung ist gewünscht. Sie wird durch Änderung des Auslösezeitpunkts t^g des Tropfens gezielt variiert. Auf diese Weise zeigen die Bilder der lateralen Kameras den Aufprallvorgang zu unterschiedlichen Stadien. Zu jedem dieser Stadien lässt sich anhand der Informationen aus dem zugehörigen Bild der frontalen Kamera, eine Zeit ermitteln, die den Aufprallvorgang beschreibt, die sog. Aufprallzeit. Sie ermöglicht die Rekonstruktion des Aufprallvorgangs aus Einzelereignissen. In Kapitel 4.6 wird erläutert, wie aus der vertikalen Lage jedes Primärtropfens in den Bildern der frontalen Kamera die Aufprallzeit abgeschätzt wird.

Die vertikalen Lageunterschiede der abgebildeten Primärtropfen haben einen zweiten Nutzen. Anhand ihrer stochastischen Ausprägung kann überprüft werden, ob die Bildzuordnung zwischen frontaler und lateraler Kamera korrekt ist und die Bildserie für die weitere Auswertung zugelassen werden kann. Wenn

4 Auswertung der Messdaten

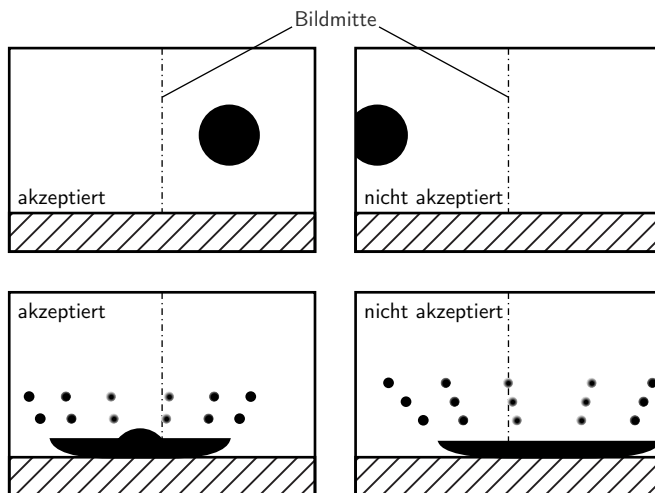


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung akzeptierter Positionen von Primärtropfen und Aufprallzentrum im Bild der lateralen Kamera

die Tropfen in aufeinander folgenden Bildern einer Bildserie bei beiden Kameras gleichartige vertikale Sprünge aufweisen, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass die Bildzuordnung zwischen beiden Kameras einwandfrei ist. Wenn die abgebildeten Tropfen einer Serie der frontalen Kamera jedoch in anderer Richtung springen als die der lateralen Kamera, dann ist die Zuordnung der Bilder zwischen beiden Kameras nicht korrekt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Nach Aufnahme einer Bildserie kann es vorkommen, dass es wegen verzögertem Start oder Stopp des Aufnahmebetriebs einer Kamera zunächst zu Misszuordnungen kommt. In der Regel kann dieser Fehler durch Löschen einer Bildaufnahme für eine der beiden Kameras korrigiert werden. Die korrekte Zuordnung der Kamerabilder wird nach jeder Bildserie durch Vergleich anhand der charakteristischen vertikalen Positionsänderung der abgebildeten Tropfen im Verlauf einer kurzen Sequenz überprüft und gegebenenfalls wieder hergestellt. Je länger die Sequenz mit übereinstimmenden vertikalen Sprüngen der von beiden Kameras abgebildeten Tropfen ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit der korrekten Bildzuordnung. Im Falle der Bildserie 25 aus Messreihe $We_{nom} = 3.500$ beim trockenen Aufprall konnte keine simple Maßnahme die Verwendbarkeit der Bildserie zur Auswertung wiederherstellen. Diese Bildserie findet im Folgenden keine Verwendung.

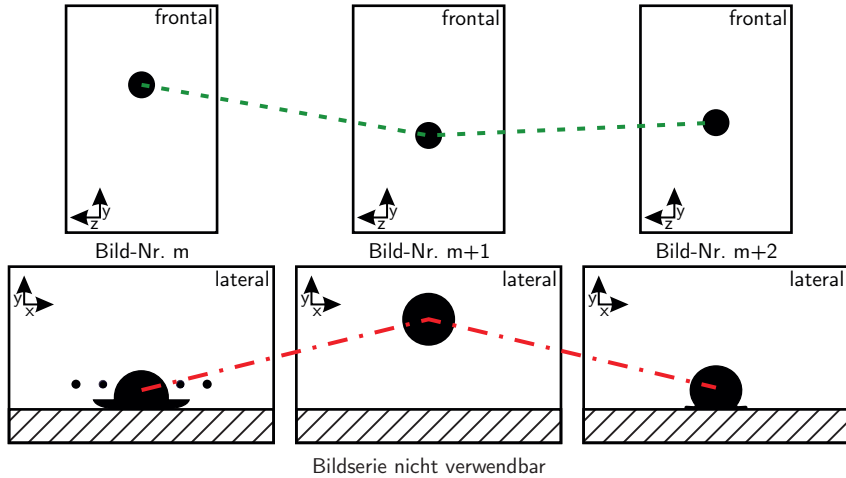
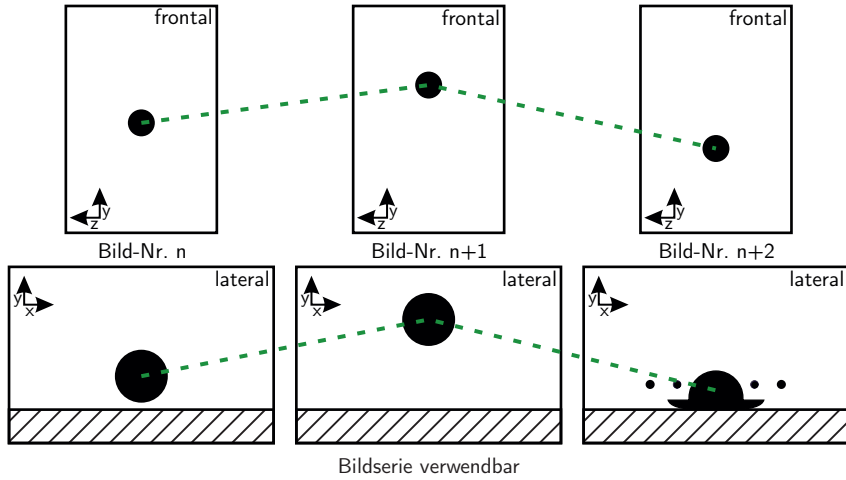


Abbildung 4.4: Visualisierung einer korrekten (oben) und nicht korrekten (unten) Zuordnung der Bilder von frontaler und lateraler Kamera zueinander. Misszuordnungen können in der Regel durch Löschen einer einzigen Bildaufnahme einer Bildserie korrigiert werden. Bei der weiteren Auswertung finden ausschließlich Bildsequenzen Verwendung, bei denen die Bilder beider Kameras einander einwandfrei zugeordnet werden können.

4.2 Bildverarbeitung

In Abschnitt 2.5 wurde das Verfahren nach Kim u. Kim (1994) vorgestellt, das vom primären Auswertprogramm genutzt wird, um alle nach der Datenreduktion verbliebenen Shadowgraphie-Bilder der Primär- und Sekundärtropfen zu verarbeiten. Nach der Detektion eines Tropfens ermittelt das Auswertprogramm aus seiner Schattenfläche einen korrigierten Durchmesser, den Grad der Deformation, die Lage jedes Tropfens sowie weitere Daten. Da für jeden individuellen Aufprallvorgang jeweils ein Doppelbild aus den beiden in Abschnitt 3.4 vorgestellten Perspektiven vorhanden ist, können mit einem korrelationsbasierten PIV-Auswerte-Algorithmus die Geschwindigkeiten jedes Primär- und Sekundärtropfens bestimmt werden. All diese Informationen werden vom primären Auswertprogramm für jede aufgenommene Bildserie in eine Ergebnisdatei (`ParticleList.txt`) gespeichert. Im Zuge der weiteren Auswertung der Primär- und Sekundärtropfen werden diese Dateien vom neu entwickelten *Matlab*-Code eingelesen und weiterverarbeitet. Diese Auswertung ist das Kernstück aller durchgeführten und hier dargestellten Arbeiten. Alle wesentlichen Schritte werden im Folgenden erläutert.

4.3 Ausreißer

Mit dem Einlesen der genannten Dateien für die Primärtropfen prüft der Auswertecode die Datensätze auf Ausreißer. Sie werden auf Basis des in Coleman u. Steele (2009, S. 48f.) zitierten Kriteriums nach Chauvenet identifiziert. Laut diesem Kriterium ist ein Messwert aus einem Datensatz mit N Elementen, die unter gleichen Bedingungen gewonnen werden, mit der Wahrscheinlichkeit $P(\chi)$

$$P(\chi) = 1 - \frac{1}{2N} \quad \text{mit} \quad (4.1)$$

$$\chi = \frac{\xi_i - \bar{\xi}}{s\xi} \quad (4.2)$$

für eine nachfolgende Auswertung verwendbar. Hierin sind ξ_i eine beliebige Messgröße, die zum Datensatz gehört, $\bar{\xi}$ das arithmetische Mittel des Datensatzes und $s\xi$ die zugehörige Standardabweichung. Der Wert χ gibt an, wie stark ein gemessener Wert ξ_i vom Mittelwert $\bar{\xi}$ relativ zur Standardabweichung $s\xi$ abweicht.

Um von der bekannten Wahrscheinlichkeit $P(\chi)$ auf den Wert von χ zu schließen, lässt sich mit Hilfe des bestimmten Integrals

$$P(\chi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\chi}^{\chi} \exp\left(-\frac{\chi'^2}{2}\right) d\chi' \quad (4.3)$$

die generelle Wahrscheinlichkeit für Ausreißer berechnen und in einer mit Coleman u. Steele (2009, Tab. A.1, S. 252) vergleichbaren Tabelle von Wertepaarungen $P(\chi) \rightarrow \chi$ ablegen. Das zur jeweiligen Größe eines Datensatz gehörige χ wird durch lineare Interpolation aus der Tabelle gewonnen. Ein Wert ξ_i gilt schließlich als Ausreißer, wenn er das Kriterium

$$\xi_i - \bar{\xi} > \chi s\xi \quad (4.4)$$

erfüllt. Geprüft wird auf Ausreißer hinsichtlich des Primärtropfendurchmessers und der Vertikalgeschwindigkeit des Primärtropfens. Bei der lateral ausgerichteten Kamera wird zusätzlich die horizontale Position der Primärtropfen abgefragt. Alle Tropfen, die das Kriterium nach Gleichung (4.4) erfüllen, gelten als Ausreißer und werden aus dem Satz der auszuwertenden Daten entfernt. Es sei ausdrücklich betont, dass die Identifikation von Ausreißern unter den Sekundärtropfen erst später stattfindet, da die Sekundärtropfen natürlicherweise unterschiedliche Größen, Flugbahnen und -geschwindigkeiten haben. Die detektierten Sekundärtropfen müssen zunächst in Untergruppen aufgeteilt werden, ehe in diesen Ausreißer gesucht werden dürfen.

4.4 Datenabgleich

Nach dem Einlesen der genannten Dateien werden die Bildinformationen der frontalen und lateralen Kamera abgeglichen, die ausschließlich zur Auswertung der Primärtropfen bestimmt sind. Das sind Bildaufnahmen, bei denen ein ausreichend großes Δt^1 gewählt ist, um die Primärtropfengeschwindigkeit aus den Bildern der lateralen Kamera zu ermitteln. Beim Datenabgleich werden außerdem Tropfenbilder aus dem Datensatz entfernt, die im lateralen Bild einen Primärtropfen in unmittelbarer Nähe der Aufpralloberfläche zeigen. Dieser Schritt ist bei der automatisierten Auswertung notwendig, da das primäre Auswerteprogramm aufgrund der Berührung von Tropfen und Oberfläche einen zu großen Primärtropfendurchmesser ermittelt. Als »zu nah« wird ein Primärtropfen bewertet, wenn der verbleibende Abstand zwischen Tropfen und Aufpralloberfläche weniger als 1% des Primärtropfendurchmessers beträgt. Für die detektierten Sekundärtropfen gelten andere Restriktionen, die später genannt werden.

Abschließend werden in diesem Auswerteschritt die ermittelten Durchmesser- und Geschwindigkeitswerte jedes individuellen Primärtropfens verglichen, der von beiden Kameras erfasst wird. Auf Basis dieser Daten wird ein gemitteltes Durchmesser- und Vertikalgeschwindigkeitsverhältnis zwischen der lateralen und der frontalen Kamera gebildet. Mit diesen Werten werden pauschal alle Durchmesser-

und Vertikalgeschwindigkeitswerte multipliziert, die für die frontale Kamera ermittelt werden. Das Vorgehen ermöglicht die Reduktion der Unsicherheit, mit der die dimensionslose Aufprallzeit bestimmt werden kann.

4.5 Kennzahlen

Anhand der Bilder der lateralen Kamera, die ausschließlich zur Primärtropfenauswertung erfasst werden, werden der statistisch gemittelte Durchmesser \bar{d}_{Tr} , die Durchmesser- und die gemittelte Fallgeschwindigkeit \bar{v}_{Tr} der Primärtropfen berechnet. Mittels dieser Daten werden die dimensionslosen Kennzahlen bestimmt, die den Aufprallvorgang charakterisieren. Diese sind die Weberzahl We , die Reynoldszahl Re , die Ohnesorgezahl Oh sowie der Parameter K nach Mundo u. a. (1995). Ebenso bestimmt wird das charakteristische kinetische Zeitmaß des Aufpralls τ_k :

$$\begin{aligned}\tau_k &= d_{\text{Tr}}/v_{\text{imp}} \text{ mit} \\ v_{\text{imp}} &= |v_{\text{Tr}}| + |v_r| \text{ .}\end{aligned}\tag{4.5}$$

4.6 Aufprallzeit

Eine wichtige Größe für die weitere Auswertung des Aufprallvorgangs ist die dimensionslose Aufprallzeit τ , die den Aufprallverlauf beschreibt. Anhand der vertikalen Lage $y_{\text{Tr},1}^f$, dem Durchmesser d_{Tr}^f und der Vertikalgeschwindigkeit v_{Tr}^f eines Primärtropfens im frontalen Bild wird das Stadium abgeschätzt, in dem sich derselbe Tropfen im Bild der lateralen Kamera befinden wird. Die drei genannten Größen werden zusammen mit der bildindividuellen Position der Aufprallobersfläche $y_{\text{pad},1}^l$ in jedem lateralen Bild zur Aufprallzeit τ verrechnet:

$$\tau^* = \Delta t_B - \frac{y_{\text{Tr},1}^f + \Delta y_B - y_{\text{pad},1}^l - 0,5d_{\text{Tr}}^f}{-v_{\text{Tr}}^f} \text{ .}\tag{4.6}$$

Es bezeichnen Δt_B die Zeitdifferenz zwischen den jeweils ersten Frames sowie Δy_{Bild} den Vertikalabstand zwischen den Bildausschnitten der frontalen und der lateralen Kamera. Der Index 1 kennzeichnet die Größen dieses ersten Frames. Die extrapolierte Aufprallzeit τ^* ist zunächst dimensionsbehaftet. Die Entdimensionalisierung erfolgt mittels des charakteristischen kinetischen Zeitmaßes τ_k aus Gleichung (4.5) zu

$$\tau = \tau^*/\tau_k \text{ .}\tag{4.7}$$

Anhand des Vorzeichens von τ lassen sich folgende prinzipielle Situationen unterscheiden:

- $\tau < 0$: Der Primärtropfen ist nicht aufgeprallt; die laterale Kamera registriert den Primärtropfen
- $\tau = 0$: Der Primärtropfen berührt erstmalig die Aufprallfläche (τ_{ref})
- $\tau > 0$: Der Primärtropfen ist aufgeprallt; die laterale Kamera registriert Sekundärtropfen

Abbildung 4.5 verdeutlicht die erläuterten Zusammenhänge. Die Aufprallzeit wird aufgrund unvermeidbarer Schwankungen aller Eingangsgrößen für jeden Primärtropfen individuell ermittelt. Die momentane Position der Aufprallfläche $y_{\text{pad},1}^l$ wird bildindividuell durch Bildkorrelation mit einem Referenzbild bestimmt. Das Auswertevorgehen hierzu ist in Anhang D beschrieben. Die berechnete bildindividuelle Oberflächenlage $y_{\text{pad},1}^l$ wird zum Zeitpunkt der Auswertung eingelesen.

Zur zeitlichen Rekonstruktion des Aufprallvorgangs werden alle Aufprallbilder je Messreihe anhand der extrapolierten Aufprallzeit τ in Gruppen ähnlichen zeitlichen Stadiums einsortiert. Auf diese Weise wird eine zeitliche Abstimmung der Vorgänge ermöglicht. Die einzelnen Zeitintervalle τ_q werden nach dem jeweils mittleren Zeitpunkt benannt. Die Intervalle haben je Messreihe eine konstante Breite $\Delta\tau_q$, die sich jeweils an der Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ orientiert, mit der die Aufprallzeit für die Primärtropfen bestimmt werden kann. Die zeitliche Diskretisierung wird derart gewählt, dass die Intervallbreite $\Delta\tau_q$ mindestens doppelt so groß wie die Unsicherheit der Aufprallzeit aus dem frontalen Bild, also $\Delta\tau_q \geq 2\mathcal{U}_{95}\tau^f$ ist. Als Nebenbedingung soll jedes Intervall so breit sein, dass mindestens 50 Bilder aus Sicht der lateralen Kamera zum Intervall beitragen. Dies ist notwendig, da die Ergebnisse der nachfolgenden Auswertungen jeweils über die Bildbeiträge eines Intervalls gemittelt werden. Vereinzelt wird die Nebenbedingung verletzt. Dies ist insbesondere im frühen und späten Aufprallverlauf der Fall.

Es ist aufwändig, die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ der berechneten Aufprallzeit zu quantifizieren. Qualitativ lässt sich anhand der Bilder der lateralen Kamera leicht überprüfen, ob ein Primärtropfen »noch nicht aufgeprallt« oder »gerade eben aufgeprallt«, also die Aufprallzeit $\tau \leq 0$ ist. Um für $\tau > 0$ die bestmöglichen Prognosen zu erzielen, wird die durch Gleichung (4.6) beschriebene Extrapolation für $\tau < 0$ kalibriert. Zur Kalibrierung der Aufprallzeit werden Daten jedes Primärtropfens herangezogen, der aus Sicht beider Kameras erfasst sind. Für die Berechnung von τ auf Basis von Bilddaten der lateralen Kamera gilt für Gleichung (4.6) $\Delta t_B = 0.0 \text{ s}$ sowie $\Delta y_B = 0.0 \text{ m}$, weil der Übergang in ein zweites Bild entfällt. Es werden zudem $y_{\text{Tr},1}^l$, d_{Tr}^l sowie v_{Tr}^l verwendet. Die Datenbasis für die Kalibrierung bildet

4 Auswertung der Messdaten

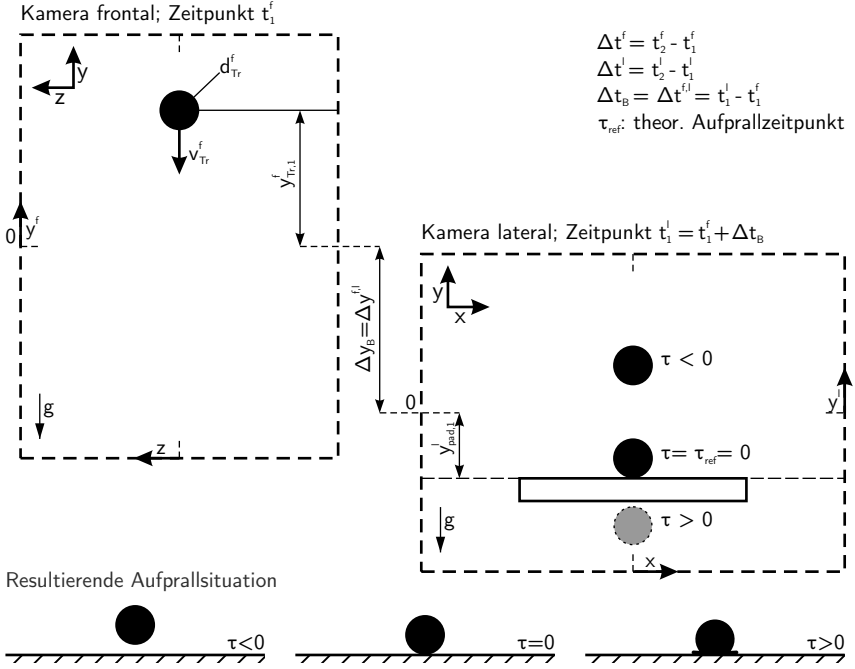


Abbildung 4.5: Schema zur Berechnung der dimensionslosen Aufprallzeit. Dargestellt sind im frontalen Bild der Durchmesser d_{Tr}^f des Primärtropfens, die Position $y_{Tr,1}^f$ des Primärtropfens (Frame 1) und die Geschwindigkeit v_{Tr}^f des Primärtropfens. Das laterale Bild illustriert die Position $y_{pad,1}^l$ der Aufprallfläche (Frame 1), den Referenzzeitpunkt $\tau_{ref} = 0$, der den Moment der ersten Berührung kennzeichnet sowie die dimensionslose Zeitvariable τ , die den Aufprallverlauf beschreibt. Es herrscht die Gravitation g .

schließlich die Differenz der berechneten Aufprallzeiten aus frontaler und lateraler Sicht als Funktion der Tropfenposition oberhalb der Aufprallfläche $y_{Tr,1}^l$:

$$\Delta\tau(y_{Tr,1}^l) = \tau^l - \tau^f \quad (4.8)$$

Für diese Differenz wird eine Ausgleichsfunktion gefunden, deren individueller Funktionswert zu allen Aufprallzeiten τ^f addiert wird. Die Ausgleichsfunktion wird abhängig von der Datenlage linear oder quadratisch gewählt, wobei jedoch grundsätzlich die lineare Funktion vorzuziehen ist. Als Maß der Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau^f$ der Aufprallzeit τ^f dient der mittlere quadratische Fehler der entsprechenden Ausgleichsfunktion.

Anhand einer stichprobenhaften Auswahl von Bildern aus allen Messreihen wird eine Plausibilitätskontrolle des beschriebenen Vorgehens durchgeführt. Zwar ermöglicht das beschriebene Vorgehen keine blinde Vorhersage, aber mit wenigen Iterationen und Rückkopplungen zu den Bilddaten lassen sich für jede Messung geeignete, individuelle Parameter für den Kurvenfit finden. Ausgewählte rekonstruierte Aufprallsequenzen sind mit zugehöriger dimensionsloser Aufprallzeit τ in den Abbildungen 5.4, 5.18 sowie 5.19 dargestellt.

Es sei an dieser Stelle vermerkt, dass die Geschwindigkeitsreduktion der Primärtropfen infolge der Rückwirkung der Schwungradrotation bei der Abschätzung der Aufprallzeit τ^f nicht explizit in die Berechnungen eingeht. Stattdessen wird die Momentangeschwindigkeit der Primärtropfen im frontalen Bild bis zum Aufprall als konstant angenommen. Die tatsächliche Verzögerung der fallenden Tropfen aufgrund der Verdrängungswirkung der rotierenden Aufpralloberfläche wird implizit über die Kalibrierung an den Aufprallzeiten τ^l aus Sicht der lateralen Kamera berücksichtigt. Aufgrund der zu erwartenden teilweisen Verformung der Primärtropfen vor dem Aufprall fehle eine Widerstandsabschätzung mit nachfolgender Verzögerungsabschätzung für die Primärtropfen ungenau aus. Durch Verzicht auf die Widerstandsabschätzung entfällt eine zusätzliche Unsicherheitsquelle für die Berechnung der Aufprallzeit τ .

4.7 Sekundärtropfen

Die in unterschiedliche Zeitintervalle sortierten Sekundärtropfen werden charakterisiert. Je Aufprallintervall werden die gemittelten Tropfendurchmesser und die gemittelte Geschwindigkeitsbetrag $v_{\text{äq}}$ der Sekundärtropfen im Auswertevolumen berechnet. Als mittlerer Durchmesser wird der Sauterdurchmesser d_{32} angegeben. Er berechnet sich nach der Vorschrift

$$d_{32} = \frac{\sum_{j=1}^n d^3}{\sum_{j=1}^n d^2} . \quad (4.9)$$

Der mittlere Geschwindigkeitsbetrag der Sekundärtropfen im Auswertevolumen wird als eine energiebasierte Äquivalenzgeschwindigkeit

$$v_{\text{äq}} = \sqrt{\frac{\sum d_{q,j}^3 v_{q,j}^2}{\sum d_{q,j}^3}} \quad (4.10)$$

ausgedrückt.

Weiterhin wird die relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfengröße bestimmt. Letztere kann für den gesamten Aufprallvorgang ebenso dargestellt werden wie für die einzelnen Zeitintervalle. Überdies wird die Anzahl der Shadowgraphie-Bilder dokumentiert, die je Zeitintervall Beiträge zum deponierten Massenverhältnis η liefern. Die individuelle Position im Bild x_j, y_j , der Durchmesser d_j sowie die Geschwindigkeit v_j bleiben während der weiteren Auswertung für jeden einzelnen Sekundärtropfen erhalten.

4.8 Aufprallzentrum

Wichtig für die korrekte Auswertung des deponierten Massenverhältnisses η ist eine zuverlässige Rekonstruktion des Aufprallzentrums x_{imp} aus den Messdaten der Sekundärtropfen. Das Aufprallzentrum wird je zeitlichem Abtastintervall τ_q für jede beitragende Bildserie bestimmt. Es gilt zu berücksichtigen, dass eine Bildserie aufgrund der vertikalen Lageschwankung der Primärtropfen zu unterschiedlichen Aufprallintervallen Beiträge leisten kann. Für alle Daten, die pro Intervall zu einer Bildserie gehören, wird zunächst ein vorläufiges Aufprallzentrum bestimmt. Mit Hilfe eines Binarisierungs-Algorithmus wird zwischen *linkseitigen* und *rechtsseitigen* Sekundärtropfen unterschieden. Daran schließt sich die vierstufige Rekonstruktion von $x_{\text{imp},q}$ an. In der äußersten Programmschleife werden die Aufprallintervalle τ_q durchlaufen. In einer untergeordneten Programmschleife werden der Reihe nach alle zum Intervall τ_q beitragenden Bildserien der jeweiligen Messreihe hinsichtlich der vierstufigen Rekonstruktion abgearbeitet. Ausreißer werden je Stufe nach dem in Abschnitt 4.3 erläuterten Chauvenet-Kriterium entfernt. Die vier Etappen sind in Abbildung 4.6 dargestellt und lassen sich wie folgt beschreiben:

- a) Je Bildserie lässt sich anhand der Position und des Geschwindigkeitsvektors der Sekundärtropfen jeweils ein individueller Durchstoßpunkt der Flugbahn durch die Aufprallobfläche bestimmen. Der Abstand von rechts- und linksseitigem Schwerpunkt dieser Durchstoßpunkte liefert das rekonstruierte Aufprallzentrum. Hierbei wird eine geradlinige Bewegung der Tropfen angenommen, sobald sie sich von der Corona gelöst haben. Die Corona wird zudem als konzentrisch angenommen.
- b) Für Bildserien, bei denen für ein Aufprallintervall auf nur einer Seite des vorläufigen Aufprallzentrums Sekundärtropfen detektiert werden, wird der einseitige Schwerpunkt der bestimmbaren Durchstoßpunkte ermittelt. Der in Schritt a) für das jeweilige Intervall τ_q bestimmte halbe Abstand wird zur Rekonstruktion des Aufprallzentrums verwendet.
- c) Bei Bildserien, für die in einem Aufprallintervall keine oder eine zu geringe Anzahl an Durchstoßpunkten gefunden werden kann, wird der Schwerpunkt aller

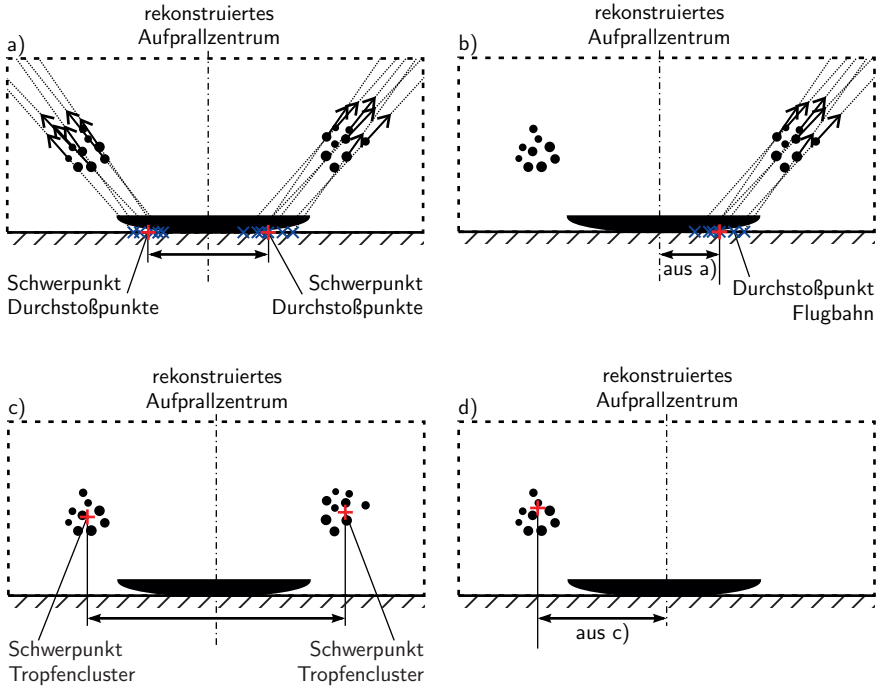


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Rekonstruktion des Aufprallzentrums x_{imp} aus den Datensätzen der Sekundärtropfen: a) Es sind beidseitig des Zentrums Sekundärtropfen mit Geschwindigkeitsvektoren vorhanden, b) es sind nur einseitig Geschwindigkeitsvektoren bekannt, c) es sind keine Geschwindigkeitsvektoren bekannt, beidseitig des Aufprallzentrums lassen sich die Schwerpunkte der jeweiligen Tropfencluster bestimmen und d) es werden nur einseitig des Aufprallzentrums Sekundärtropfen detektiert.

rechts- und linksseitig vom vorläufigen Aufprallzentrum gelegenen Sekundärtropfen bestimmt. Aus diesen beiden Werten wird die Position des Aufprallzentrums rekonstruiert.

- d) Für Bildserien, in denen für ein Aufprallintervall nur einseitig des vorläufigen Zentrums Sekundärtropfen detektiert werden, wird der einseitige Schwerpunkt aller Sekundärtropfen ermittelt und der in Schritt c) für das jeweilige Intervall τ_q bestimmte halbe Abstand zur Rekonstruktion des Aufprallzentrums genutzt.

Für alle Zeitintervalle wird ein für jede beitragende Bildserie individuelles Aufprallzentrum rekonstruiert und für alle entsprechenden Bilder gespeichert. Bilder,

4 Auswertung der Messdaten

für die sich kein Aufprallzentrum hat bestimmen lassen, werden aus dem Auswertedatensatz entfernt.

Als Unsicherheit $\delta x_{\text{imp},q}$ infolge systematischer Fehler bei der Schätzung der Aufprallzentren wird die Standardunsicherheit des arithmetischen Mittels $s\bar{x}_{\text{imp},q}$ nach Gleichung (A.5) angegeben, die sich aus allen berechneten Aufprallzentren der beitragenden Bildserien zu einem Zeitintervall τ_q ergibt.

4.9 Sekundärmasse

Die Sekundärtropfen, die während des Aufprallvorgangs eines Primärtropfens entstehen, haben individuelle Massen. Die Masse aller Sekundärtropfen ergibt in Summe die *gesamte Sekundärmasse* m_{tot} . Bei den Messungen werden zweidimensionale Abbildungen des Aufpralls aufgezeichnet. Um die gesamte Masse zu berechnen, die in Umfangsrichtung erzeugt und von der Oberfläche fortgeschleudert wird, muss die Information hinsichtlich der dritten Dimension im Rahmen der Auswertung rekonstruiert werden. Die gesamte Sekundärmasse wird im Folgenden häufig mit dem *gesamten Sekundär volumen* V_{tot} gleichgesetzt, da eine konstante Fluid-Dichte ρ_{liq} angenommen wird: $m_{\text{tot}} = \rho_{\text{liq}} V_{\text{tot}}$.

Für das nun dargestellte Verfahren ist es wichtig, die genaue Lage (x_j, y_j, z_j) jedes Sekundärtropfens im Messvolumen zu kennen. Die Rekonstruktion des gesamten Sekundär volumens V_{tot} folgt zunächst dem Extrapolationsvorgehen von Weiss (1993). Dieser Ansatz geht davon aus, dass Sekundärtropfen, die beim senkrechten Aufprall eines einzelnen Wassertropfens auf eine ebene Fläche entstehen, in Umfangsrichtung statistisch gleichverteilt auftreten. Auf dieser Basis führt Weiss (1993) einen Extrapolationsfaktor ein, der alle in der Schärfeebene detektierten Sekundärtropfen individuell zur vollumfänglichen Rekonstruktion gewichtet. Der Extrapolationsfaktor sei beschrieben durch

$$\alpha_j = 2\pi \frac{x_j}{\psi_{\text{optic}}} . \quad (4.11)$$

Es ist ψ_{optic} die Schärfentiefe des optischen Aufbaus. An dieser Stelle erfolgt die erste Erweiterung des Verfahrens von Weiss (1993). Dort wird eine für alle Tropfendurchmesser konstante Schärfentiefe ψ_{optic} verwendet. In der vorliegenden Auswertung ist die vom detektierten Tropfendurchmesser abhängige, individuelle Auswerte-Schärfentiefe ψ_j bekannt. Das tropfenindividuelle Volumen V_j wird aus $V_j = \pi/6 \cdot d_j^3$ berechnet. Verwendet wird hierzu der Sekundärtropfendurchmesser d_j , den das primäre Auswerteprogramm für jeden Tropfen ermittelt hat. Das

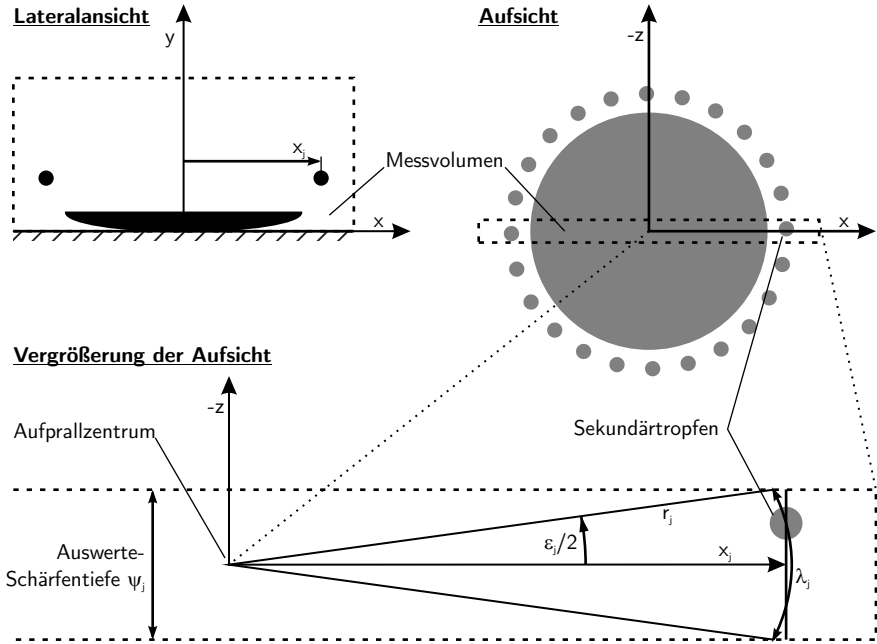


Abbildung 4.7: Oben links: Sichtbereich der lateralen Kamera, oben rechts: Messvolumen in Aufsicht, unten: Detaildarstellung der geometrischen Beziehungen. Die Größen haben die folgende Bedeutung: (x_j, y_j, z_j) , Lage des Sekundärtropfens j im Raum, ψ_j , Auswerteschärfentiefe, r_j , wirklicher Abstand des Sekundärtropfens j zum Aufprallzentrum, λ_j , Bogenlänge des innerhalb ψ_j scharf abgebildeten Kreisausschnitts sowie ε_j , Mittelpunktswinkel des scharf abgebildeten Kreisausschnitts.

zum Gesamtergebnis beitragende Sekundär volumina V_I eines Bilds I mit n_I darin enthaltenen Sekundärtropfen berechnet sich gemäß

$$V_I = \pi \sum_{j=1}^{n_I} \frac{x_j - x_{\text{imp}}}{\psi_j} V_j, \quad (4.12)$$

wobei $(x_j - x_{\text{imp}})$ die Position des Sekundärtropfens x_j relativ zum Aufprallzentrum x_{imp} angibt. Es ist zu berücksichtigen, dass in den Messbildern beidseitig des Aufprallzentrums Sekundärtropfen detektiert werden. Deshalb reicht es aus, die Extrapolation der einzelnen Sekundärtropfenvolumina anders als in Gleichung (4.11) nur über den halben Umlauf $[0 \dots \pi]$ durchzuführen. In Abbildung 4.7 sind die geometrischen Zusammenhänge verdeutlicht.

4 Auswertung der Messdaten

Die zweite wesentliche Erweiterung des Verfahrens von Weiss (1993) besteht darin, die Sekundärtropfen für jedes Zeitintervall τ_q separat zu charakterisieren. Mit diesen Daten ist es möglich, im Anschluss das Teilvolumen V_q durch Mittelung aller Teilergebnisse der n_q Bilder desselben Zeitintervalls τ_q zu bestimmen:

$$V_q = \frac{1}{n_q} \sum_{I=1}^{n_q} V_{I(q)} \quad (4.13)$$

Zur vollständigen Rekonstruktion der Sekundärmasse m_{tot} bzw. des Sekundärvolumens V_{tot} , die während des Aufprallvorgangs frei gesetzt werden, ist die Zeitintegration der Teilvolumina erforderlich:

$$V_{\text{tot}} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{V}(\tau) d\tau \quad (4.14)$$

Es ist hier $\dot{V}(\tau)$ als der Volumenstrom an Sekundärtropfen zu verstehen, der während des Aufprallvorgangs im Messvolumen vorhanden ist. Im Falle diskreter Messwerte ist eine numerische Integration der Beiträge notwendig, also die Umformung des kontinuierlichen Integrals in eine endliche Summe. Dazu müssen aus den bekannten Teilvolumina V_q einzelne Volumenstrombeiträge

$$\dot{V}_q = \frac{dV}{d\tau} \approx \frac{V_q}{T_{a,q}} \quad (4.15)$$

ermittelt werden. Die erforderliche charakteristische Zeit $T_{a,q}$ ist die überschlägige Aufenthaltsdauer der Sekundärtropfen im Messvolumen. Das ist diejenige Zeitspanne, die benötigt wird, um alle Sekundärtropfen einer Bildaufnahme einmal vollständig auszutauschen. Sie wird daher *ungefähre Austauschzeit* genannt. Unter Berücksichtigung der Geschwindigkeit v_{voi} und der Wegstrecke Δ_{voi} , die bis zum nächstgelegenen Rand zurückzulegen ist, wird sie für jeden Sekundärtropfen individuell berechnet:

$$T_{a,q,j} = \frac{\Delta_{\text{voi},j}}{|v_{\text{voi},j}|} \quad \text{mit } T_{a,q,j} > 0 \quad (4.16)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.8 verdeutlicht. Die Austauschzeit $T_{a,q}$ wird ebenfalls mit dem charakteristischen kinetischen Zeitmaß τ_{kin} entdimensionalisiert. Der aerodynamische Widerstand und der Einfluss der Erdschwere bleiben unberücksichtigt. Geschwindigkeitsänderungen der Sekundärtropfen und gekrümmte Trajektorien werden also vernachlässigt. Ausreißer bei den Werten der Sekundärtropfengeschwindigkeit werden mittels Chauvenet-Kriterium nach Gleichung (4.4) herausgefiltert.

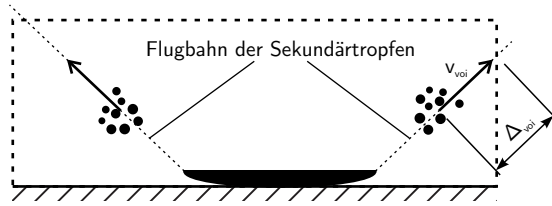


Abbildung 4.8: Schemadarstellung zur Berechnung der Austauschzeit T_a : Die Sekundärtropfen verlassen mit der Geschwindigkeit v_{voi} das Messvolumen. Die verbleibende Reststrecke Δ_{voi} legen sie in der Zeit T_a zurück.

Die Austauschzeit, die für ein Zeitintervall τ_q gilt, wird dann auf Basis aller zum Intervall zugehörigen Einzelbeiträge zu einem Zeitintervall q ermittelt:

$$T_{a,q} = \frac{1}{n_{I(q)}} \sum_{j=1}^{n_{I(q)}} T_{a,q,j} . \quad (4.17)$$

Hierin bezeichnet $n_{I(q)}$ die Anzahl aller Sekundärtropfen, die in sämtlichen $I(q)$ Bildern detektiert werden, die dem Intervall q zuzuordnen sind.

Die Gleichung (4.14) lautet in Summenschreibeweise demnach

$$V_{\text{tot}} = \sum_{q=0}^n \Delta\tau_q \dot{V}_q , \quad (4.18)$$

wobei die Schrittweite $\Delta\tau_q$ nach dem Sehnen-Trapez-Verfahren folgendermaßen definiert ist:

$$\Delta\tau_q = \frac{1}{2} \begin{cases} (\tau_1 - \tau_0) & \text{für } q = 0 \\ (\tau_{q+1} - \tau_{q-1}) & \text{für } q \in [1 \dots n-1] \\ (\tau_n - \tau_{n-1}) & \text{für } q = n \end{cases} \quad (4.19)$$

Das hier dargestellte Vorgehen weicht von dem Weg ab, den Faßmann u. a. (2013) beschreiten. Dort werden die Teilvolumina V_q bei der Summation individuell gewichtet. Im Prinzip gleichen die Verfahren einander, jedoch mit dem bedeutenden Unterschied, dass Faßmann u. a. (2013) die Summe aller Wichtungsfaktoren auf 1 normieren. Das führt zu einer erheblichen Untergewichtung der Teilvolumina und damit zu einer zu geringen Sekundärmasse. Zusätzlich wird in der vorliegenden Arbeit das Kriterium $\tau \gtrsim 0$ erfüllt. Diese Ergänzung ist notwendig, da bei stillstehendem Rad beim Aufprall auf die benetzte Wand verstärkt Artefakte detektiert werden, obwohl der Primärtropfen noch gar nicht aufgeprallt ist. Sekundärtropfen sind jedoch erst nach dem Aufprall zu erwarten.

Der letzte wesentliche Schritt, den der entwickelte Auswertecode durchführt, ist die Bestimmung des deponierten Massenverhältnisses η . Bezogen wird dieser Wert auf die Masse des Primärtropfens m_{Tr} , die *Primärmasse*:

$$\eta = 1 - \frac{m_{\text{tot}}}{m_{\text{Tr}}} = 1 - \frac{V_{\text{tot}}}{V_{\text{Tr}}} . \quad (4.20)$$

4.10 Ergebnisunsicherheiten

Alle Mess- und Ergebnisgrößen des vorgestellten Auswerteverfahrens müssen als fehlerbehaftet angenommen werden. Dabei wird zwischen systematischen und zufälligen Fehlerquellen unterschieden. Unsicherheiten, die von systematischen Fehlern herrühren, werden mit δ gekennzeichnet. Mit dem Formelzeichen s angegebene Unsicherheiten sind auf zufällige Fehler zurückzuführen. Die meisten systematischen Fehlerquellen können für alle Messreihen als gleichbleibend angenommen werden. Einige systematische Fehlerquellen variieren jedoch von Messreihe zu Messreihe. Die zufälligen Fehler werden anhand einer statistischen Auswertung der Datensätze abgeschätzt. Systematische und zufällige Unsicherheiten einer Größe ξ werden schließlich zur Gesamtunsicherheit $\mathcal{U} = ((\delta\xi)^2 + (s\xi)^2)^{1/2}$ zusammengefasst. Details hierzu sind im Anhang A zu finden. Die Gesamtunsicherheit in der vorliegenden Arbeit wird für das Vertrauensniveau von 95% angegeben, was durch den Index 95 gekennzeichnet wird, \mathcal{U}_{95} . Da bei der Auswertung ausreichend viele Einzeldaten zur Verfügung stehen, wird die Annahme großer Samples getroffen, sodass $\mathcal{U}_{95} = 2\mathcal{U}$ gilt.

Die Unsicherheiten, die sich für alle Messreihen gleich darstellen, sind in Tabelle 4.1 angegeben. Für das jeweilige Intervall, in dem der systematische Fehler zu erwarten ist, wird eine Annahme über die Verteilungsfunktion des Fehlers gemacht (vgl. Coleman u. Steele, 2009, S. 51ff.). Die resultierende Unsicherheit δ entspricht der Standardabweichung der Verteilungsfunktion. Unsicherheiten, die eine Länge betreffen, lassen sich direkt aus dem Abbildungsmaßstab M bzw. der Länge $a = M \text{ px}$ ableiten (vgl. Anhang A). Für die Lage der benetzten Aufpralloberfläche wird eine geschätzte systematische Unsicherheit δh der Filmdicke berücksichtigt. In Kapitel 5 wird die im Versuchsbetrieb auftretende Filmdickenstreuung anhand von Stichproben ermittelt. Dieser Wert findet jedoch keinen Eingang in die weitere Unsicherheitsabschätzung. Die Zeitunsicherheiten der Aufnahmeeinheiten sind vom Hersteller angegeben und werden als normalverteilt angenommen. Die Unsicherheit $\delta\omega$ der Kreisfrequenz der Rotationsbewegung des Schwungrads wird während des Versuchsbetriebs abgeschätzt und ebenfalls als normalverteilt angenommen. Die systematische Unsicherheit, mit der das Tropfenvolumen aus

Tabelle 4.1: Für alle Messreihen gültige Unsicherheiten aufgrund systematischer Fehler: Tropfenposition x, y , Tropfendurchmesser d , Lage der Aufpralloberfläche y_{pad} , Filmdicke h , vertikaler Versatz y_B der Kamerapositionen, zeitlicher Versatz t_B der Auslösezeitpunkte, Auslösezeitpunkte $t^{f,l}$ der Doppelbilder beider Kameras, Kreisfrequenz der Schwungrad-Rotation ω .

Größe	Verteilungsfunktion	Unsicherheit δ
x, y	rechteckverteilt	$\pm 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
d	rechteckverteilt	$\pm 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
h	normalverteilt	$\pm 20,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
y_{pad} , trocken	normalverteilt	$\pm 8,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
y_{pad} , benetzt	normalverteilt	$\pm 26,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
y_B	rechteckverteilt	$\pm 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
t_B	normalverteilt	$\pm 510 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
$t^{f,l}$	normalverteilt	$\pm 500 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
ω	normalverteilt	$\pm 0,3 \text{ 1/s}$

dem Tropfendurchmesser bestimmt werden kann, lässt sich nur mittels Fehlerfortpflanzung angeben, sodass hierfür keine generelle systematische Messunsicherheit angegeben werden kann. Die durch das primäre Auswerteprogramm zur Verfügung gestellte Geschwindigkeit der Tropfen unterliegt ebenfalls der Fehlerfortpflanzung. Die Unsicherheit ist abhängig vom Wert der jeweiligen Geschwindigkeit. Diese Zusammenhänge sind in Anhang A dargestellt.

Die detektierten Tropfen als perfekt kugelförmig anzunehmen, birgt eine Fehlerquelle für die Berechnung jeden Tropfenvolumens. Die Rekonstruktion des Tropfendurchmessers durch das primäre Auswerteprogramm basiert auf der Vermessung der in die Ebene projizierten Fläche des Tropfens, seinem Schattenwurf. Anschließend erfolgt die Berechnung des zugehörigen äquivalenten Durchmessers eines idealen Kreises. Der resultierende Fehler wirkt sich aufgrund der großen Zahl detektierter Primär- und Sekundärtropfen nicht aus. Es ist davon auszugehen, dass sich Formschwankungen der Tropfen statistisch gleich verteilen und Tropfendurchmesser gleichermaßen unter- wie überschätzt werden. Diese Messunsicherheit wird im Folgenden vernachlässigt.

Eine weitere relevante Größe, deren Unsicherheit durch Fehlerfortpflanzung bereits genannter Größen abgeleitet werden kann, ist das charakteristische kinetische Zeitmaß τ_k . Ebenfalls mittels Fehlerfortpflanzung können die Unsicherheiten der dimensionslosen Kennzahlen We , Re , Oh und K sowie die der Austauschzeit $T_{a,q}$ und der Aufprallzeit τ^* bestimmt werden (vgl. Anhang A). Bezüglich der letztgenannten Größe kann eine fortgepflanzte Messunsicherheit ausschließlich für die

4 Auswertung der Messdaten

Aufnahmen aus lateraler Sicht und nur für die Primärtropfen angegeben werden. Die Messunsicherheit für die Aufprallzeit aus Blickrichtung der frontalen Kamera ist durch den in Abschnitt 4.6 genannten mittleren quadratischen Fehler bestimmt. Dieser ergibt sich für die Ausgleichsgerade durch die Differenzwerte der Aufprallzeiten $\Delta\tau = \tau^l - \tau^f$ aus lateraler und frontaler Sicht. Diese Unsicherheit sowie die bildindividuelle Aufprallzeit werden auf den Datensatz der Sekundärtropfen übertragen.

Die Unsicherheit, mit der das Aufprallzentrum x_{imp} rekonstruiert werden kann, lässt sich lediglich schätzen. Aufgrund der vierstufigen Berechnung des Zentrums wird keine Fehlerfortpflanzung durchgeführt. Zu jedem Zeitintervall τ_q ergibt sich aus den berechneten Aufprallzentren aller beitragenden Bildserien die Standardunsicherheit $sx_{\text{imp},q}$. Als Unsicherheit $\delta x_{\text{imp},q}$, mit der das Aufprallzentrum x_{imp} geschätzt werden kann, wird der arithmetische Mittelwert aller Standardunsicherheiten $sx_{\text{imp},q}$ angenommen. Die systematische Unsicherheit δx der Positionsbestimmung von Tropfen wird mit einbezogen.

Die Unsicherheit, mit der die Auswerte-Schärfentiefe ψ aus der entsprechenden Kalibrierung bestimmt werden kann, entspricht dem mittleren quadratischen Fehler der Ausgleichsgeraden durch den Koordinatenursprung. Dieser systematische Fehler und der des Aufprallzentrums gehen in die Berechnung des gesamten Sekundär Volumens V_{tot} ein. Die Berechnung des gesamt emittierten Sekundär Volumens V_{tot} erfolgt nach Gleichung (4.18). Diese greift auf die definierte Intervallbreite $\Delta\tau_q$, den in Gleichung (4.15) berechneten Massen- bzw. Volumenstrom \dot{V}_q auf Basis der ungefähren Austauschzeit $T_{a,q}$ sowie das gemittelte, extrapolierte Volumen V_q nach Gleichung (4.13) zurück. Die formal abgeleiteten Unsicherheiten für V_I , V_q , \dot{V}_q und V_{tot} sowie des deponierten Massenverhältnisses η sind in Anhang A dargestellt. Dort wird auch die Auswirkung des vereinfachten Extrapolationsfaktors α aus Gleichung (4.11) diskutiert.

Auch die Umgebungsbedingungen (Druck, Temperatur etc.) unterliegen während der Messungen gewissen Schwankungen. Die Variation der Umgebungsbedingungen und der damit verbundenen physikalischen und chemischen Eigenschaften von Luft und Wasser werden jedoch für die weitere Auswertung nicht berücksichtigt. Die dokumentierten Schwankungen haben vernachlässigbare Rückwirkungen auf die Stoffeigenschaften. Insgesamt werden alle relevanten Unsicherheiten in Kapitel 5 angegeben.

5 Ergebnisse

Dieses Kapitel widmet sich der Ergebnisdarstellung der Untersuchungen des Einzeltropfenaufpralls auf eine trockene und zwei unterschiedlich dick benetzte Wände. Zunächst werden die Systematik der durchgeführten Experimente erläutert und die Randbedingungen dargestellt. Im nachfolgenden Unterkapitel wird der Erzeugungsvorgang der Primärtropfen analysiert. Daran schließen sich in zwei getrennten Unterkapiteln die Ergebnisse für den trockenen und den benetzten Aufprall an. Es findet jeweils erst eine phänomenologische Beschreibung der Vorgänge statt, ehe die quantitative Auswertung folgt. In dieser werden die Sekundärtropfen charakterisiert, und es wird das deponierte Massenverhältnis für die einzelnen Messreihen dargestellt. In einem abschließenden Unterkapitel werden die Sensitivitäten des Auswerteverfahrens untersucht. Dies erfolgt hinsichtlich der Unsicherheiten aus systematischen und zufälligen Messfehlern sowie hinsichtlich unterschiedlicher Kalibrierung der Auswerteschärfentiefe (DoF).

Mit den in Abschnitt 3.2 vorgestellten Aufpralloberflächen wurde jeweils eine unterschiedliche Anzahl von Versuchen durchgeführt. Diese haben sich in der Aufprallgeschwindigkeit und im benetzten Fall in der Dicke des benetzenden Flüssigkeitsfilms unterschieden. Die Messungen wurden unter kraftfahrzeugrelevanten Bedingungen oberhalb von $We > 2.000$ durchgeführt. Aufgrund der erforderlichen Minstdrehzahl des verwendeten Schwungrads ergab sich bei den Messungen $We \gtrsim 3.500$. Die Obergrenze der Aufprallweberzahl war durch Betriebsgrenzen des Schwungrads festgesetzt. Die maximal untersuchte Aufprallweberzahl beträgt $We \approx 20.000$. Die Filmdicke h wurde in Relation zum Primärtropfendurchmesser d_{Tr} als dünner Film der Dicke $h \ll d_{Tr}$ ausgewählt. Zwei Filmdicken haben sich bei den Messungen als zuverlässig einstellbar herausgestellt. Zusätzlich wurden für den benetzten Aufprall zwei Messreihen bei still stehendem Schwungrad ohne Rotation durchgeführt, um Anschlussmessungen an die Literatur zu realisieren. Die Gesamtanzahl der durchgeführten Messreihen und zu variierenden Parameter wurde vergleichsweise gering gehalten. In Tabelle 5.1 sind die Randbedingungen für den Fall des trockenen Einzeltropfenaufpralls angegeben. Tabelle 5.2 gibt die Randbedingungen des benetzten Aufpralls wieder. Es sind We_{nom} die nominelle Weberzahl des Versuchs, H die Fallstrecke der Primärtropfen vor dem Aufprall, ϑ_∞ die über die Einzelmessungen gemittelte Umgebungstemperatur, p_∞ der über die Einzelmessungen gemittelte Umgebungsdruck, ω die Kreisfrequenz der Rotation des Schwungrads, v_r die Umfangsgeschwindigkeit der Aufpralloberfläche am

5 Ergebnisse

Tabelle 5.1: Kennzeichnung und Randbedingungen der Messreihen des trockenen Einzeltropfenaufpralls

We_{nom}	3.500	5.000	10.000
H / m	0,73	0,73	0,73
$\vartheta_{\infty} / ^{\circ}C$	$23,6 \pm 1,1$	$22,2 \pm 1,7$	$18,6 \pm 1,2$
$p_{\infty} / 10^2 N/m^2$	$1008,9 \pm 0,9$	$1006,0 \pm 1,0$	$1006,5 \pm 1,2$
$\omega / 1/s$	$16,02 \pm 0,06$	$21,30 \pm 0,06$	$30,73 \pm 0,06$
$v_r / m/s$	$6,25 \pm 0,04$	$8,31 \pm 0,05$	$12,99 \pm 0,07$
$\beta / 1$	$8,49 \pm 0,0007$	$8,49 \pm 0,0007$	$8,49 \pm 0,0007$
$R_a / 10^{-9} m$	5	5	5
N_{eval}^{prim}	3.234	2.611	2.077
N_{con}^{prim}	6.282	3.081	4.927
N_{eval}^{sek}	8.261	6.172	5.397
N_{con}^{sek}	4.049	3.949	1.440

Ort des Aufpralls, β der Proportionalitätsfaktor zur Schärfentiefenberechnung und R_a die mittlere Rauheit der Glasoberfläche. Im Falle des benetzten Aufpralls ist anstelle der Rauheit die nominelle Flüssigkeitsfilmdicke h_{nom} angegeben, die bei stillstehendem Schwungrad eingestellt wird. Die Wassertemperatur des benetzten Films lag bei den Versuchen geschätzt zwischen $12^{\circ}C$ und $18^{\circ}C$. Des Weiteren ist die Anzahl N der Bilder angegeben, die vom primären Auswerteprogramm verarbeitet werden (eval) bzw. die tatsächlich zum Endergebnis beitragen (con). Diese Kennzeichnung wird sowohl für die Primärtropfen (prim) als auch für die Sekundärtropfen (sek) verwendet. Mit einer Ausnahme ist die Anzahl der Bilder N_{con}^{prim} , die zur Auswertung der Primärtropfen genutzt werden, größer als die Anzahl der Bilder N_{eval}^{prim} , die ausschließlich zur Auswertung der Primärtropfen vorgesehen waren. Da bei den Bildern, die zur Auswertung der Sekundärtropfen aufgenommen wurden, auch Primärtropfen enthalten sind, werden diese Bilder zu N_{con}^{prim} hinzugezählt.

In der folgenden Auswertung werden die nominelle Aufprallweberzahl We_{nom} und die nominelle Filmdicke h_{nom} als Unterscheidungsmerkmal der einzelnen Messreihen verwendet. An dieser Stelle sei vermerkt, dass die Weberzahl We zur Benennung der einzelnen Messreihen gewählt wurde, obwohl weitere dimensionslose Parameter den Aufprallvorgang und seine Produkte beeinflussen (vgl. Kapitel 2). Die Variation der Weberzahl We wird in den vorliegenden Experimenten ausschließlich durch Variation der Aufprallgeschwindigkeit erreicht, die quadratisch in diese Kennzahl eingeht. Die Aufprallgeschwindigkeit wird anhand der Dreh-

Tabelle 5.2: Kennzeichnung und Randbedingungen der Messreihen des benetzten Einzeltropfenaufpralls

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{nom} / 10^{-3} \text{ m}$	0,3	0,5	0,3	0,5	0,3
$H / \text{ m}$	1,23	1,23	0,73	0,73	0,73
$\vartheta_{\infty} / ^{\circ}\text{C}$	$24,9 \pm 1,1$	$24,3 \pm 1,5$	$21,9 \pm 0,8$	$24,6 \pm 1,0$	$20,3 \pm 1,5$
$p_{\infty} / 10^2 \text{ N/m}^2$	$1008,6 \pm 2,2$	$1005,0 \pm 1,3$	$1013,4 \pm 1,4$	$1008,0 \pm 0,9$	$1012,1 \pm 4,4$
$\omega / 1/\text{s}$	0,0	0,0	$16,02 \pm 0,06$	$16,02 \pm 0,06$	$21,30 \pm 0,06$
$v_r / \text{ m/s}$	0,0	0,0	$6,25 \pm 0,04$	$6,25 \pm 0,04$	$8,31 \pm 0,05$
$\beta / 1$	$4,57 \pm 0,0003$	$4,57 \pm 0,0003$	$4,57 \pm 0,0003$	$4,57 \pm 0,0003$	$4,57 \pm 0,0003$
N_{eval}^{prim}	1.548	1.504	695	912	744
N_{con}^{prim}	1.916	2.236	821	231	1.348
N_{eval}^{sek}	4.125	4.760	3.510	5.386	4.762
N_{con}^{sek}	3.610	4.378	3.199	3.153	3.848

zahl des Schwungrads sowie der Strecke freien Falls eingestellt, die den Tropfen zur Beschleunigung zur Verfügung steht. Zur Festlegung der Drehgeschwindigkeiten des Schwungrads wurde die Bewegungsdifferentialgleichung eines frei fallenden Tropfens aus Anhang B.1 verwendet. Die übrigen Größen wie die Fluidsdichte ρ , die Phasengrenzflächenspannung σ sowie der Tropfendurchmesser d_{Tr} , die nach Gleichung (2.1) die Weberzahl bestimmen, werden im Rahmen der vorliegenden Dissertationsschrift nicht gezielt variiert. Infolge dessen bleibt die Ohnesorgezahl Oh – von Schwankungen abgesehen – konstant. Dies ist den Ergebnistabellen (5.6) sowie (5.9) zu entnehmen.

Zusätzlich zu den quantitativ auszuwertenden Messungen sind weitere Untersuchungen des Aufpralls auf die trockene Wand durchgeführt worden, bei denen ausschließlich eine qualitative Auswertung stattfindet. Aufgrund der hohen Drehzahlen des Schwungrads und der damit verbundenen erhöhten Lageschwankung der Primärtropfen steht nur eine geringe Bildanzahl zur Verfügung, sodass keine verlässliche quantitative Auswertung erfolgen kann. Die Umgebungsbedingungen dieser Messungen sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

5.1 Qualifizierung des Tropfengenerators

Einzeltropfen, die sich mit präzise charakterisieren und mit reproduzierbarer Genauigkeit generieren lassen, sind eine wichtige Voraussetzung für die verlässliche

Tabelle 5.3: Kennzeichnung und Randbedingungen der ergänzenden Messreihen des trockenen Einzeltropfenaufpralls

We_{nom}	12.500	15.000	17.5000	20.000
H / m	0,73	0,73	0,73	0,73
$\vartheta_{\infty} / ^{\circ}C$	$19,0 \pm 1,3$	$19,0 \pm 0,8$	$20,6 \pm 1,0$	$22,7 \pm 0,7$
$p_{\infty} / 10^2 N/m^2$	$1010,2 \pm 0,4$	$1016,0 \pm 0,0$	$1014,0 \pm 0,5$	$1012,9 \pm 0,6$
$\omega / 1/s$	$38,96 \pm 0,06$	$43,98 \pm 0,06$	$48,38 \pm 0,06$	$52,78 \pm 0,06$
$v_r / m/s$	$15,19 \pm 0,04$	$17,15 \pm 0,05$	$18,87 \pm 0,05$	$20,58 \pm 0,05$
$R_a / 10^{-9} m$	5	5	5	5

quantitative Auswertung der Zerfallsprodukte beim Einzeltropfenaufprall. Entsprechend bedarf der Erzeugungsvorgang der Primärtropfen einer eingehenden Betrachtung. Diese Voruntersuchungen wurden ohne den Einfluss durch das rotierende Schwungrad durchgeführt. Aus diesem Grunde wurde kein Shielding Tube eingesetzt. Ausschließlich bei diesen Untersuchungen wurden zwei baugleiche Kameras des Typs Imager Pro X von *LaVision* eingesetzt. Die aufgenommen Bilder wurden mit dem primären Auswerteprogramm hinsichtlich der Primärtropfen ausgewertet. Neben der qualitativen Auswertung des Ablöse- und Translations-Vorgangs der Einzeltropfen wurde die Trajektorie der Tropfen und deren Durchmesser Verlauf mit zunehmender Fallstrecke quantitativ charakterisiert.

Wie bei der Untersuchung des Aufprallvorgangs wurden auch bei diesem Vorabexperiment Bildserien zu unterschiedlichen Auslösezeitpunkten der Tropfen aufgenommen. Jede Bildserie umfasste 50 ... 75 Einzeltropfen. Sobald der Auslösezeitpunkt einen Wert erreicht hat, bei dem der erzeugte Tropfen den Bildbereich der Kameras zu verlassen drohte, wurde der Tropfengenerator in vertikaler Richtung um einige $10^{-3} m$ verschoben. Auf diese Weise wurde die Fallstrecke der Tropfen schrittweise vergrößert. Sobald Tropfen den Bildausschnitt der Kameras nicht nur vertikal sondern auch horizontal verlassen haben, wurde der Tropfengenerator in der horizontalen Ebene geeignet traversiert. Alle Bewegungen des Tropfengenerators sind dokumentiert und bei der weiteren Auswertung berücksichtigt. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden in den folgenden beiden Abschnitten dargestellt.

5.1.1 Qualitative Auswertung

Der Ablösevorgang der Einzeltropfen von der Kanüle des Tropfengenerators wird bereits in Faßmann u. a. (2013) umrissen. Bei der Erzeugung und dem Ablösen

der Primärtropfen lässt sich beobachten, wie die Tropfen nach der Erschütterung durch den Hubmagneten zunächst noch an der Kanüle anhaften, dann zu schwingen beginnen und sich schließlich in die Länge ziehen. Im Detail läuft der Ablösevorgang wie folgt ab: Der Tropfen hängt am unteren Rand der Kanüle und der sich zügig bewegende Hubmagnet lässt die Kanüle in den Tropfen eintauchen. Dadurch gerät der Tropfen in Schwingung. Mit Heben des Hubmagneten hebt sich auch die Kanüle wieder und das Flüssigkeitsfilament, mit dem der Tropfen an der Kanüle anhaftet, zieht sich in die Länge, bis die Verbindung abreißt. In Faßmann u. a. (2013) ist weiter erläutert, dass diese Trennung von Primärtropfen und Kanüle nach ca. $t = 50 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ erfolgt. In den folgenden $10 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ wirkt der Tropfen als schwebende Kugel in der Luft unterhalb der Kanüle, bis seine Abwärtsbewegung einsetzt. Der bislang beschriebene Verlauf lässt sich sehr gut reproduzieren. Nach einer Strecke von ca. $40 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ freien Falls hat der Tropfen seine typische kugelförmige Gestalt angenommen und schwingt nur noch geringfügig. Darauf wird in Abschnitt 5.1.2 eingegangen. Wie auch von Frohn u. Roth (2000, S. 82) berichtet wird, entsteht bei dem hier verwendeten Typ Tropfengenerator häufig ein Tochtertropfen, der jedoch im weiteren Verlauf verloren geht oder mit dem Haupttropfen verschmilzt. Eine rekonstruierte Bildsequenz der Tropfenablösung aus Faßmann u. a. (2013) ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

5.1.2 Quantitative Auswertung

Die Ergebnisse der quantitativen Untersuchung des Tropfengenerators werden ebenfalls in Faßmann u. a. (2013) dargestellt und im Folgenden wiedergegeben. Während des ungestörten Falls der Primärtropfen bei still stehendem Schwungrad folgen die Tropfen einer leicht verformten Trajektorie. Diese ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Während des Ablöseprozesses erhalten die Primärtropfen eine seitliche Geschwindigkeitskomponente. Darüber hinaus tritt eine vertikale Lageschwankung von Tropfen des gleichen Auslösezeitpunkts auf, die mit der Fallstrecke zunimmt und bis zu 200% des Primärtropfendurchmessers d_T erreicht. Das Ausmaß dieser Schwankung lässt sich teilweise auf statistisch verteilte Abweichungen des Fördervolumens der Spritzenpumpe zurückführen. Hinzu kommt als weitere Ursache für die vertikale Lageschwankung der Primärtropfen deren individuelles Schwingungsverhalten. Als bedeutsamsten Einfluss auf die vertikale Lageschwankung lassen sich jedoch zufällige Abweichungen beim Ablöseprozess vermuten, gleichfalls bedingt durch Volumenschwankungen der Primärtropfen sowie durch das Schwingungsverhalten des Tropfengenerators samt Aufhängung. In Summe reicht der erlangte Grad an Reproduzierbarkeit aus, um eine gute Ausbeute an Primärtropfen für den Aufprallvorgang zu erhalten. Darüber hinaus

5 Ergebnisse

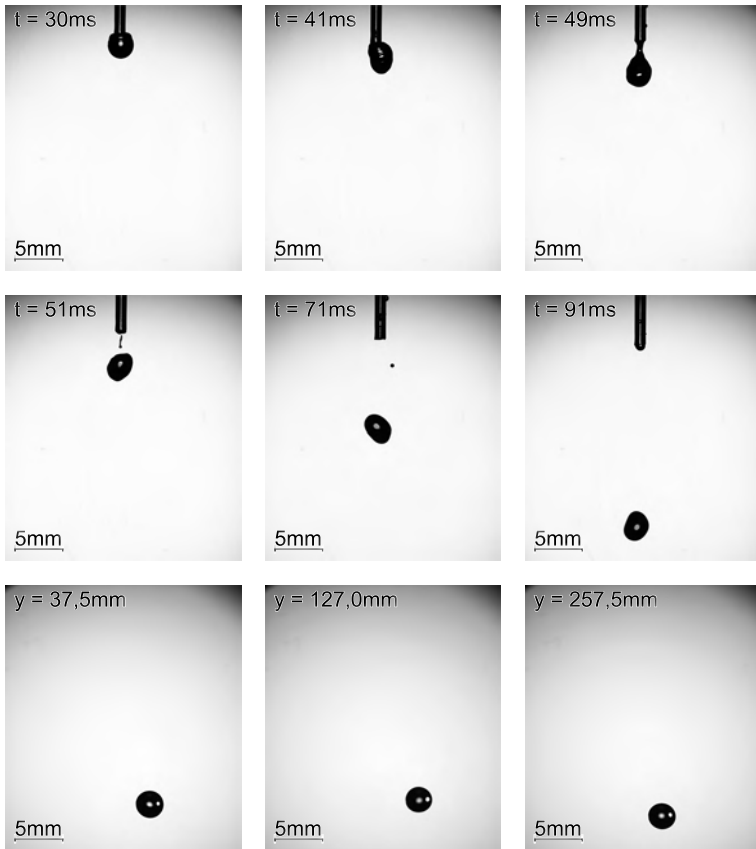


Abbildung 5.1: Rekonstruierter Verlauf des Abtropfvorgangs von der Kanüle. Jedes Bild zeigt einen anderen Primärtropfen. Es ist die Zeit t nach dem Triggerimpuls bzw. die Position y unterhalb der Kanüle angegeben, *Quelle: (Faßmann u. a., 2013)*.

beeinflusst die Schwankung der vertikalen Tropfenposition die Auswertegenauigkeit nicht, da die Tropfenposition erfasst und bei der Auswertung berücksichtigt wird.

Das Eigenschwingungsverhalten der Primärtropfen wird auf Basis der Daten der Aufprallvorgänge vorab ausgewertet. Das Verhältnis einer Schwingungsperiode der Primärtropfen T_m zum charakteristischen kinetischen Zeitmaß des Aufpralls τ_k kann für die weitere Auswertung relevant sein. In den Tabellen 5.4 und 5.5 ist das

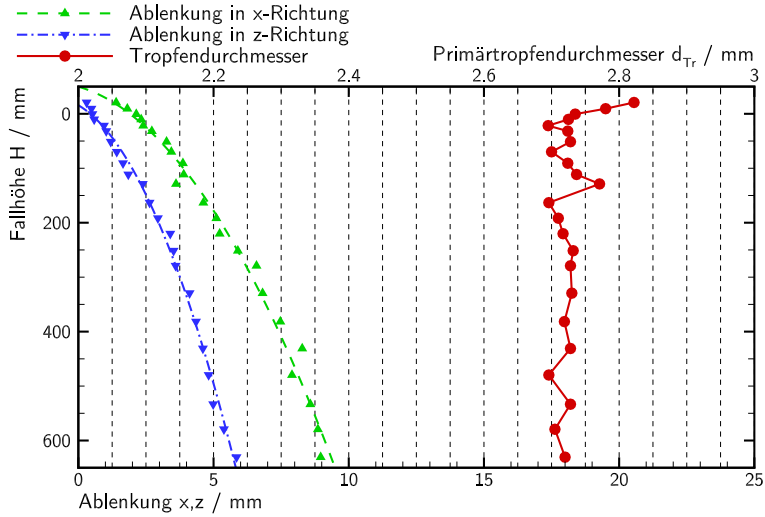


Abbildung 5.2: Mittlere seitliche Ablenkung der Primärtropfen im ungestörten Fall sowie deren mittlerer Durchmesser, *Quelle: (Faßmann u. a., 2013)*

Tabelle 5.4: Nominelle Weberzahl We_{nom} , aerodynamische Weberzahl We_{ae} , Mode m der Eigenschwingung, Periodendauer T_m der Eigenschwingungsmode nach Gleichung (B.2) und das Verhältnis der Periodendauer zum kinetischen Zeitmaß T_m/τ_k beim trockenen Aufprall.

We_{nom}	3.500	5.000	10.000
We_{ae}	0,51	0,50	0,45
$m / 1$	2	10	2
$T_m / 10^{-3} s$	4,6	0,4	4,6
T_m / τ_k	16,4	1,4	19,9

genannte Verhältnis für die Schwingungsmoden $m = 2$ und $m = 10$ im Vergleich gelistet. Die Abbildung B.3 auf Seite 151 gibt Aufschluss über die zur jeweiligen Mode gehörende Schwingungsform. Es wird von zunehmender Dämpfung der jeweiligen Eigenmode bei steigender Modenzahl ausgegangen. Insofern sind die betrachteten Moden ausreichend. Die Tabellen zeigen, dass mit Ausnahme der Messreihen bei der nominellen Weberzahl $We_{nom} = 700$ die Eigenschwingungsperiode größer ist als das kinetische Zeitmaß. Die Eigenschwingung der Primärtropfen wird für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

Tabelle 5.5: Nominelle Weberzahl We_{nom} , nominelle Filmdicke h_{nom} , aerodynamische Weberzahl We_{ae} , Mode m der Eigenschwingung, Periodendauer T_m der Eigenschwingungsmode nach Gleichung (B.2) und das Verhältnis der Periodendauer zum kinetischen Zeitmaß T_m/τ_k beim benetzten Aufprall.

We_{nom}	700		700		3.500		3.500		5.000	
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	0,3		0,5		0,3		0,5		0,3	
We_{ae}	0,86		0,86		0,49		0,49		0,48	
$m / 1$	2	10	2	10	2	10	2	10	2	10
$T_m / 10^{-3} \text{ s}$	4,6	0,4	4,6	0,4	4,6	0,4	4,6	0,4	4,6	0,4
T_m / τ_k	7,5	0,6	7,5	0,6	16,7	1,4	16,5	1,4	20,0	1,7

Zudem wird aus den Tabellen 5.4 und 5.5 deutlich, dass die kritische aerodynamische Weberzahl $We_{\text{ae}} \approx 12$ (vgl. Armster u. a., 2002) in keinem der Fälle erreicht wird, weil die Eigengeschwindigkeit der fallenden Primärtropfen zu gering ist. Zwar werden die Primärtropfen nahe der Aufpralloberfläche aufgrund des rotierenden Strömungsfelds um das Schwungrad herum deformiert, aber während der gesamten Messungen wurde bis zu einer Weberzahl von $We_{\text{nom}} = 30.000$ kein Zerfall von Primärtropfen beobachtet.

5.2 Aufprall auf die trockene Wand

Die in diesem Abschnitt dargestellten Untersuchungsergebnisse des Aufpralls auf die trockene Wand sind in ähnlicher Form bereits von Faßmann u. a. (2013) veröffentlicht. Infolge von Programmerweiterungen werden die Messunsicherheiten jetzt jedoch umfassend berechnet. Zudem wurden zwei signifikante Fehler bei der Berechnung der Gesamtsekundärmasse behoben. Zum einen wurde ein Implementierungsfehler behoben, zum andern wird die Gesamtsekundärmasse nunmehr nach Gleichung (4.18) berechnet. Als Folge weicht das neu berechnete deponierte Massenverhältnis von den in Faßmann u. a. (2013) veröffentlichten ab. Alle übrigen Ergebnisse sind von der Neuauswertung geringfügig beeinträchtigt. Es folgt eine detaillierte Darstellung der Ergebnisse.

Wie aus Tabelle 5.1 hervorgeht, wurden die Untersuchungen des Einzeltropfen-aufpralls auf die trockene Wand bei drei unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten v_r des Schwungrads durchgeführt. Daraus ergeben sich zusammen mit der Vertikalgeschwindigkeit der Primärtropfen v_{Tr} und dem jeweiligen Tropfendurchmesser d_{Tr} unterschiedliche Kennzahlen Re , We , Oh und K . Diese Werte, das

Tabelle 5.6: Nominelle Weberzahl We_{nom} , Anzahl N_{prim} der in die Auswertung eingegangenen detektierten Primärtropfen, Anzahl N_{sek} der in die Auswertung eingegangenen detektierten Sekundärtropfen, Primärtropfendurchmesser d_{Tr} , Rotationsgeschwindigkeit v_r des Schwungrads, freie Fallgeschwindigkeit v_{Tr} der Tropfen kurz vor dem Aufprall, Aufprallgeschwindigkeit v_{imp} der Tropfen, Intervallbreite $\Delta\tau_q$ der zeitlichen Diskretisierung, charakteristisches kinetisches Zeitmaß τ_k , Drehwinkel φ_{τ_k} des Schwungrads innerhalb τ_k , Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ der Aufprallzeit, tatsächliche Weberzahl We , tatsächliche Ohnesorgezahl Oh , tatsächliche Reynoldszahl Re und tatsächlicher K-Parameter beim trockenen Aufprall.

We_{nom}	3.500	5.000	10.000
N_{prim}	6.282	3.081	4.927
N_{sek}	120.017	104.271	25.927
$d_{\text{Tr}} / 10^{-3} \text{ m}$	$2,70 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,01$	$2,70 \pm 0,01$
$v_r / \text{ m/s}$	$6,25 \pm 0,08$	$8,31 \pm 0,10$	$12,99 \pm 0,22$
$v_{\text{Tr}} / \text{ m/s}$	$-3,40 \pm 0,02$	$-3,33 \pm 0,02$	$-3,19 \pm 0,03$
$v_{\text{imp}} / \text{ m/s}$	$9,65 \pm 0,08$	$11,64 \pm 0,11$	$16,18 \pm 0,22$
$\Delta\tau_q / 10^{-6} \text{ s}$	310,7	242,7	158,8
$\tau_k / 10^{-6} \text{ s}$	$279,6 \pm 0,4$	$230,6 \pm 0,5$	$166,8 \pm 0,3$
$\varphi_{\tau_k} / 1/100^\circ$	$25,67 \pm 0,12$	$28,14 \pm 0,11$	$31,82 \pm 0,10$
$\mathcal{U}_{95}\tau / 10^{-6} \text{ s}$	18,4 ... 154,3	24,4 ... 101,0	24,5 ... 231,3
$\Delta\tau_q/\mathcal{U}_{95}\tau$	2,0 ... 16,9	2,4 ... 9,9	0,7 ... 6,5
$We / 1$	3.471 ± 6	5.028 ± 13	9.645 ± 25
$Oh / 10^{-3}$	$2,04 \pm 0,01$	$2,11 \pm 0,01$	$2,28 \pm 0,01$
$Re / 10^3$	$28,87 \pm 0,03$	$33,54 \pm 0,05$	$43,05 \pm 0,07$
$K / 1$	768 ± 1	959 ± 1	1.414 ± 2

zugehörige charakteristische kinetische Zeitmaß τ_k sowie weitere relevante Größen sind in Tabelle 5.6 wiedergegeben.

5.2.1 Auswertung der Primärtropfen

Der Durchmesser der Primärtropfen konnte beim trockenen Aufprall mit einer Gesamtunsicherheit \mathcal{U}_{95} von $\pm 0,01 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ reproduziert werden. Die relative Durchmesser-Verteilung ist für die drei Messreihen $We_{\text{nom}} = 3.500$, $We_{\text{nom}} = 5.000$ sowie $We_{\text{nom}} = 10.000$. Sie ist in Abbildung 5.3 wiedergegeben. Wie aus Tabelle 5.6 hervorgeht, tragen zu den Verteilungen in Abbildung 5.3 pro nomineller Aufprall-weberzahl mehr als 3.000 einzelne Primärtropfen bei. Alle Tropfendurchmessern, die nachfolgend angegeben sind, werden mit den jeweiligen Primärtropfendurchmessern \bar{d}_{Tr} aus Tabelle 5.6 normiert.

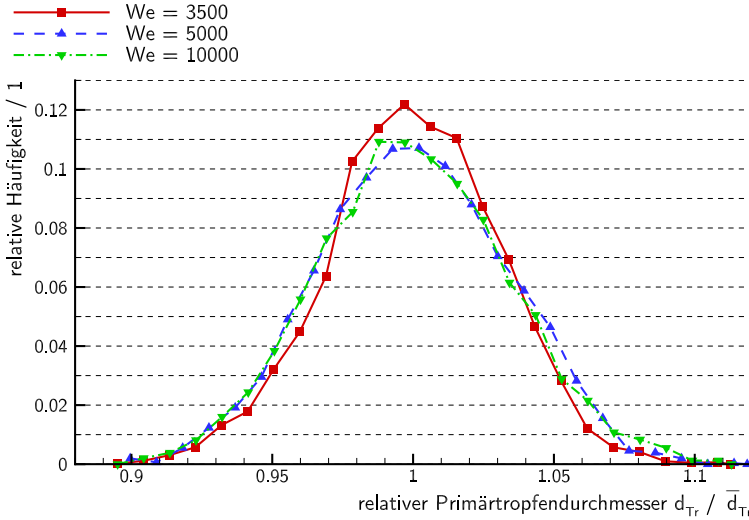


Abbildung 5.3: Häufigkeitsverteilung der Primärtropfendurchmesser im Falle des Einzeltropfenaufpralls auf die trockene Wand bei den drei nominellen Weberzahlen $We_{nom} = 3.500$, $We_{nom} = 5.000$ sowie $We_{nom} = 10.000$. Die Werte werden auf den mittleren Durchmesser \bar{d}_{Tr} jeder Messreihe bezogen.

Verschiedentlich wurde eingeworfen, dass die Maßhaltigkeit der erfassten Primärtropfen im Wesentlichen durch eine Schwankung des Tropfenvolumens sowie eine Deformation der Tropfen infolge der Strömungsrückwirkungen des drehenden Schwungrads hervorgerufen wird. Letztere führt innerhalb des primären Auswerteprogramms *DaVis ParticleMaster* zu einem Schwankungseinfluss auf den rekonstruierten Tropfendurchmesser. Die resultierende Gesamtunsicherheit der Primärtropfendurchmesser wird bei der weiteren Auswertung mittels Fehlerfortpflanzung berücksichtigt. Zudem ist der rekonstruierte Durchmesser jedes Primärtropfens vor dem Aufprall bekannt.

5.2.2 Qualitative Auswertung

Die Versuchsbedingungen der im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Experimente liegen oberhalb jeder bislang dokumentierten Splashing-Grenze (vgl. Kapitel 2), sodass auf allen Messbildern Splashing zu erwarten ist. Die jedoch zu beantwortende Frage ist, welche Art von Splashing zu beobachten bzw. zu erwarten ist. Zwar berichten Rioboo u. a. (2001), Prompt Splashing sei lediglich

5.2 Aufprall auf die trockene Wand

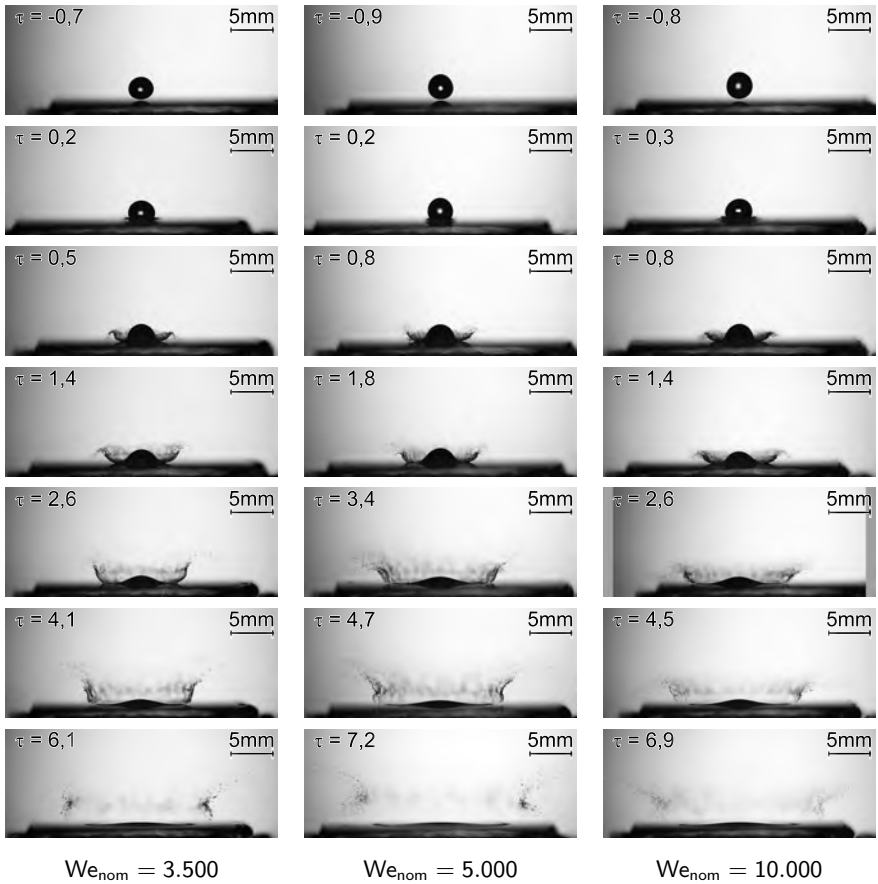


Abbildung 5.4: Rekonstruktion von Aufprallvorgängen einzelner Wassertropfen auf eine trockene Glasoberfläche bei den drei quantitativ ausgewerteten Messreihen. Die Bilder wurden bei phasenstarken Messungen aufgezeichnet. Jede Sequenz wurde anhand der dimensionslosen Aufprallzeit τ geordnet. Alle Bilder wurden so beschnitten, dass der Tropfen zentriert erscheint.

beim Aufprall auf raue Oberflächen zu erwarten, aber in den rekonstruierten, repräsentativen Aufprallverläufen in Abbildung 5.4 ist in allen dargestellten Fällen bereits im frühen Aufprallstadium ein feiner Nebel Sekundärtropfen zu erkennen. Der Aufprall scheint sich vielmehr so zu entwickeln, wie Latka u. a. (2012) bzw. Pan u. a. (2010) es in ihren Arbeiten für einige Fälle beschreiben: Bei-

5 Ergebnisse

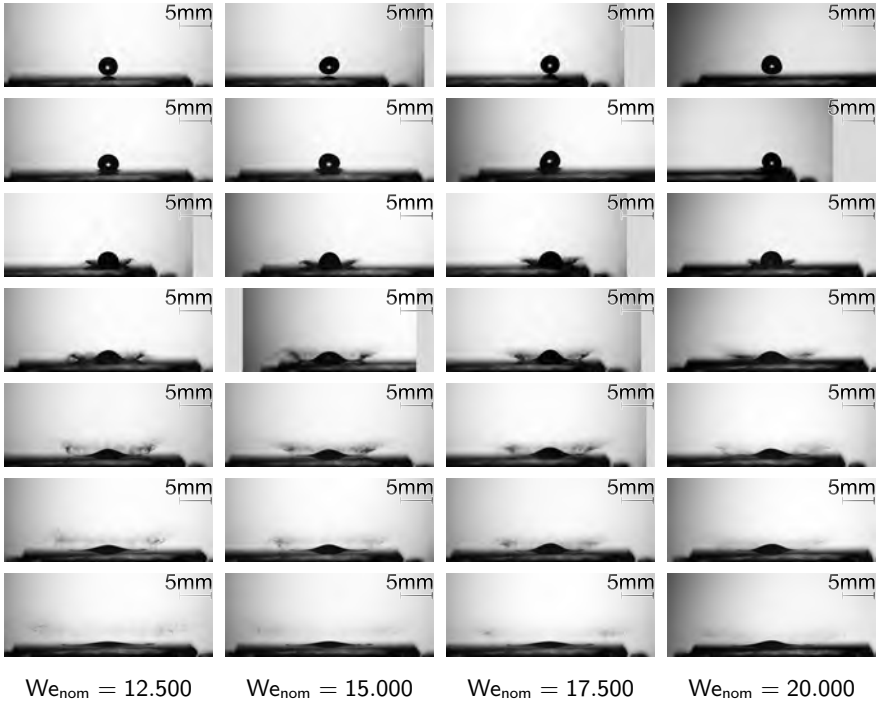


Abbildung 5.5: Rekonstruktion von Aufprallvorgängen einzelner Wassertropfen auf eine trockene Glasoberfläche bei den vier rein qualitativ ausgewerteten Messreihen. Die Bilder wurden bei phasenstarken Messungen aufgezeichnet. Die Sequenzen wurden phänomenologisch rekonstruiert. Alle Bilder wurden so beschnitten, dass der Tropfen zentriert erscheint.

de Szenarien treten zugleich auf. Bereits in den Anfängen des Aufpralls wird die abgehobene Lamelle instabil, sodass sie zum Teil zerfällt. Dennoch bildet sich eine Corona aus, von der sich wie in der Literatur beschrieben Sekundärtropfen absplalten, ehe sie schließlich zerfällt. Ein schlagartiger Übergang von Corona Splashing zu Prompt Splashing lässt sich nicht beobachten. Auch bei höheren Aufprallgeschwindigkeiten, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, lassen sich Merkmale beider Splashing-Szenarien finden. Mit steigender Aufprallweberzahl von $We_{nom} = 3.500$, über $We_{nom} = 10.000$ bis hin zu $We_{nom} = 20.000$ ändern sich Details wie Krümmung der Corona sowie der Ausbreitungsradius, jedoch bleibt der grundsätzliche Charakter des Aufpralls als Corona-Splashing beschreibbar, gepaart mit früh einsetzender Sekundärtropfenproduktion. Es sei

Tabelle 5.7: Zeitpunkte τ_{end} , bei denen die Produktion der Sekundärtropfen beim Aufprall auf die trockene Wand bei den einzelnen Messreihen abgeschlossen ist.

We_{nom}	3.500	5.000	10.000
Produktionsende τ_{end}	≈ 5	≈ 4	≈ 4

vermerkt, dass die Glasoberfläche vor jedem Messzyklus mit Isopropanol und Azeton gereinigt sowie alle organischen Rückstände unter offener Flamme verbrannt wurden, um eine reproduzierbare Oberflächenbeschaffenheit herzustellen. Die Oberfläche zeigt nach der Behandlung hydrophile Benetzungseigenschaften.

Abbildung 5.4 gibt zudem Aufschluss darüber, innerhalb welchen Zeitrahmens der Aufprall erfolgt und wann die Produktion der Sekundärtropfen in etwa abgeschlossen ist. Zum Ende der Sekundärtropfenproduktion zerfällt die Corona und ihr filamentartiger Flüssigkeitsvorhang bricht in sich zusammen. Als Folge reißt die Verbindung zwischen dem oberen Kranz der Corona und der Restmasse des Tropfens ab. Sowohl Mundo u. a. (1995) als auch Range u. Feuillebois (1998) berichten ähnliches. Zuletzt bleibt auf der Oberfläche eine Pfütze zurück, ohne dass weitere Sekundärtropfen entstehen. Alle bereits vorhandenen Sekundärtropfen verlassen auf ihrer Flugbahn das Messvolumen. Tabelle 5.7 fasst den Zeitpunkt τ_{end} des Endes der Sekundärtropfenproduktion für die Messungen zusammen, für die wegen ausreichender Datenmengen eine quantitative Auswertung möglich ist.

5.2.3 Quantitative Auswertung

Dieser Abschnitt behandelt die quantitative Auswertung der Shadowgraphie-Aufnahmen des Einzeltropfenaufpralls auf die trockene Wand für die Messreihen $We_{\text{nom}} = 3.500$, $We_{\text{nom}} = 5.000$ sowie $We_{\text{nom}} = 10.000$. Die zur Entdimensionalisierung verwendeten Größen sind in Tabelle 5.6 auf Seite 73 zusammengefasst. Aus Abbildung 5.6 geht hervor, dass die Anzahl der zur Verfügung stehenden Bilder im Verlauf fortschreitenden Aufpralls schwankt, und zu frühen und zu späten Zeitpunkten des Aufpralls die Bildanzahl unter die Marke von 50 Doppelbildern fällt. Zudem ist Abbildung 5.6 in die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ aus Tabelle 5.6 visualisiert, mit der die Aufprallzeit in jedem Zeitintervall ermittelt werden kann.

Die auftretenden Sekundärtropfen lassen sich hinsichtlich ihres Durchmessers d , ihrer Geschwindigkeit v und ihrer relativen Lage $|x - x_{\text{imp}}|/\bar{d}_{\text{Tr}}$ zum Aufprallzentrum charakterisieren. Die durchgeführten Messungen bestätigen die Beobachtung

gen aus der Literatur, dass sich diese Größen im Zeitverlauf des Aufprallvorgangs ändern. Abbildung 5.7 zeigt den Zeitverlauf der mittleren Sekundärtropfenposition relativ zum Aufprallzentrum. Was in Abbildung 5.4 zu erkennen ist, spiegelt sich auch in den Messwerten wider: Die Sekundärtropfen entfernen sich mit fortschreitender Zeit weiter vom Aufschlagsort des Primärtropfens. Es ist außerdem zu sehen, dass der Verlauf für $We_{nom} = 3.500$ einen maximalen Abstand erreicht, die beiden anderen Kurven jedoch in ihrem Verlauf kurz vor Erreichen eines Maximums abbrechen scheinen. Das lässt sich damit erklären, dass die Sekundärtropfen in den Messreihen $We_{nom} = 5.000$ sowie $We_{nom} = 10.000$ das Messvolumen überwiegend zu den Seiten verlassen, im Falle $We_{nom} = 3.500$ jedoch weitgehend nach oben hin.

Der Zeitverlauf des Sauterdurchmessers d_{32} der Sekundärtropfen nach Gleichung (4.9) ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Das Diagramm verdeutlicht, dass die beim Aufprall erzeugten Sekundärtropfen mit der Zeit größer werden. Mit steigender Aufprallgeschwindigkeit (Weberzahl) nehmen die detektierten Tropfendurchmesser jedoch ab. Die mittlere Äquivalenzgeschwindigkeit $v_{\text{äq}}$ der Sekundärtropfen nach Gleichung (4.10) ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Sie verhält sich reziprok zum Sekundärtropfendurchmesser: Die ermittelte Geschwindigkeit nimmt mit fortschreitender Zeit ab, wobei sie mit der Aufprallgeschwindigkeit (Weberzahl) zunimmt.

Eine plausible Erklärung für diese zeitliche Entwicklung von Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen im Hinblick auf die Aufprallgeschwindigkeit v_{imp} basiert auf einer energetischen Betrachtung der Vorgänge. Im ersten Stadium des Tropfenaufpralls wird ein Teil der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie in Oberflächenenergie umgewandelt, die zur Bildung der Lamelle nötig ist (vgl. Mundo u. a., 1995; Yarin, 2006). Die Lamelle hat in Relation zum Primärtropfen stark vergrößerte Phasengrenzflächen zur umgebenden Luft und zur Wand. Ein zweiter Anteil der ursprünglich verfügbaren kinetischen Energie des Primärtropfens dissipiert aufgrund viskoser Effekte bei der Ausbreitung der Lamelle. Die verbleibende Energie steht nun der Produktion und Beschleunigung von Sekundärtropfen zur Verfügung. Die Bildung zweier Tropfen eines bestimmten Volumens V bindet mehr Oberflächenenergie¹¹ als die Bildung eines einzelnen Tropfens mit dem doppelten Volumen $2V$. Somit ist die Größe der zu bildenden Sekundärtropfen stark von der verfügbaren Restenergie abhängig. Da während des Aufpralls keine weitere Energiequelle als die kinetische Energie des Primärtropfens zur Verfügung steht, ist die Tropfengeschwindigkeit, ebenfalls von der verfügbaren Restenergie abhängig. Folglich nimmt mit Bildung weiterer Sekundärtropfen die

¹¹Oberflächenenergie $E_n = 4\pi\sigma r^2$ mit $r = \sqrt[3]{6/\pi nV}$ (vgl. Frohn u. Roth, 2000)

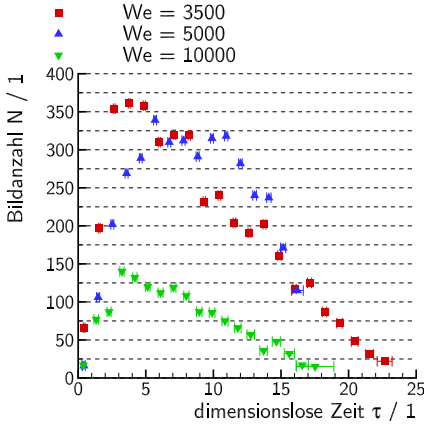


Abbildung 5.6: Anzahl der Bilder beim Aufprall auf die trockene Wand, die zur Auswertung der gesamten Sekundärmasse beitragen. Die horizontalen Fehlerbalken geben Aufschluss über die Unsicherheit der dimensionslosen Aufprallzeit τ .

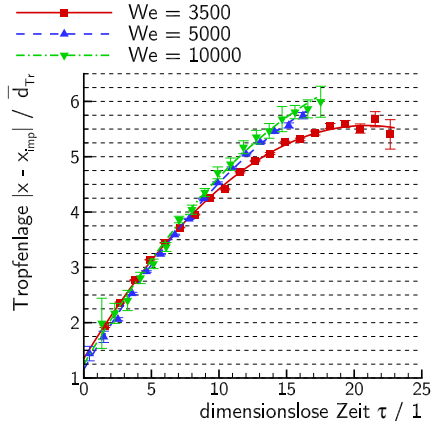


Abbildung 5.7: Zeitlicher Verlauf der relativen Lage $|x - x_{\text{imp}}| / \bar{d}_{\text{Tr}}$ der Sekundärtropfen zum Aufprallzentrum für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

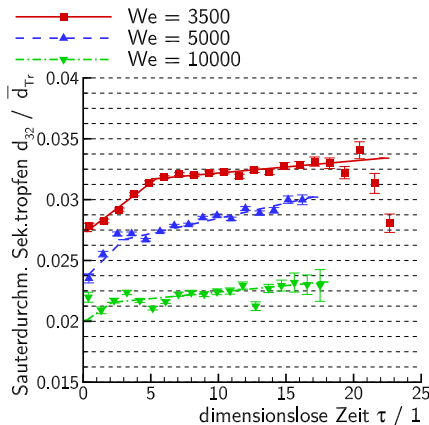


Abbildung 5.8: Entwicklung des Sauterdurchmessers $d_{32} / \bar{d}_{\text{Tr}}$ der Sekundärtropfen mit fortschreitender Aufprallzeit τ für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

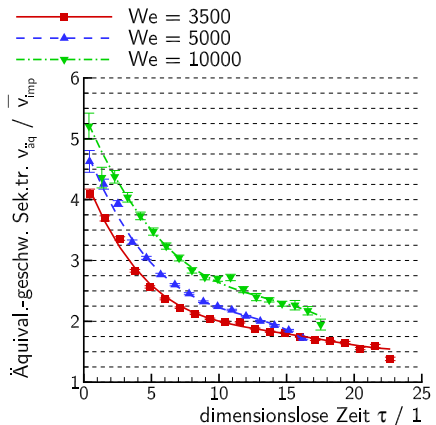


Abbildung 5.9: Entwicklung der Äquivalenzgeschwindigkeit $v_{\text{aq}} / v_{\text{imp}}$ der Sekundärtropfen mit fortschreitender Aufprallzeit τ für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

verfügbare Restenergie ab. Zu einem späteren Zeitpunkt generierte Sekundärtropfen sind entsprechend größer und langsamer als Sekundärtropfen, die in frühen Stadien des Aufpralls erzeugt werden. Schließlich entstehen die größten und langsamsten Sekundärtropfen, sobald zum Ende der Produktionsphase die Corona in sich zerfällt. Die letzten Sekundärtropfen werden gebildet. Prinzipiell steht mit steigender Aufprallgeschwindigkeit mehr Energie zur Verfügung. Es können in einem solchen Fall entsprechend kleinere und schnellere Sekundärtropfen entstehen, wobei sich ein analoger zeitlicher Verlauf von Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen zeigt.

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 stützen diese Sichtweise. Beide Diagramme zeigen eine auffällige Änderung in der Steigung der Regressionsverläufe. Mit Blick auf Tabelle 5.7 fallen diese markanten Bereiche in etwa mit den Zeitpunkten zusammen, an denen die Produktion neuer Sekundärtropfen abgeschlossen ist. Für das Diagramm 5.8 bedeutet das, dass der dargestellte Mittelwert aller im Messvolumen befindlichen Sekundärtropfen während der Produktionsphase stark steigt, weil immer größere Tropfen erzeugt werden. Das mit Ende der Produktionsphase scheinbar verlangsamte Wachstum der Sekundärtropfen ist darauf zurückzuführen, dass keine weiteren Sekundärtropfen produziert werden und die zu Beginn erzeugten, tendenziell kleineren Tropfen das Messvolumen verlassen. Der dargestellte Mittelwert, der aus den verbleibenden größeren Sekundärtropfen gebildet wird, nimmt entsprechend mit verringerter Steigung zu.

Die in Abbildung 5.9 dargestellte Änderung der Tropfengeschwindigkeit der Sekundärtropfen zeigt keinen ausgeprägten Knick. Der geschilderte theoretische Zeitverlauf der Äquivalenzgeschwindigkeit $v_{\text{äq}}$ der Sekundärtropfen wird überlagert durch die Wirkung des aerodynamischen Widerstands, den jeder Tropfen erfährt. Dieser Widerstand ist ursächlich für die verringerten Gradienten der Regressionskurven, die zum Ende der Produktionsphase zu verzeichnen sind. Ohne diesen Widerstand hätte die zweite Ableitung jeder Kurve ein anderes Vorzeichen, denn mit Ende der Produktionsphase würden schnelle Tropfen das Messvolumen verlassen und langsame zurückbleiben. Das hätte einen starken Abfall der Äquivalenzgeschwindigkeit zu späteren Zeitintervallen zur Folge. Die Kurven in Abbildung 5.9 zeigen folglich einen Verlauf, der neben dem Einfluss der verfügbaren Restenergie auch den nichtlinearen Zusammenhang zwischen Fluggeschwindigkeit und aerodynamischem Widerstand beinhaltet.

Eine Abschätzung des aerodynamischen Widerstands und dessen Rückwirkung auf die tatsächliche Fluggeschwindigkeit v der Sekundärtropfen lässt sich unter der Annahme sphärischer Tropfenform durchführen. Der Geschwindigkeitsgradi-

ent Δv_q kann in direkten Zusammenhang mit dem aerodynamischen Widerstandsbeiwert c_w gesetzt werden (vgl. Anhang E):

$$\Delta v_q \approx -c_w \frac{3}{4d} \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}} v_q^2 \Delta \tau_q . \quad (5.1)$$

Die geschätzte Geschwindigkeitsreduktion infolge des aerodynamischen Widerstands und die tatsächlich gemessene Geschwindigkeitsreduktion werden in Abbildung 5.10 verglichen. Beide Verläufe basieren auf Kurvenfits der ermittelten Verläufe von Sekundärtropfendurchmesser d und -geschwindigkeit v . Zwar ist der generelle Kurvenverlauf im gesamten Zeitraum ähnlich, aber die Widerstandsabschätzung auf Basis des aerodynamischen Widerstands unterliegt einer gewissen Unsicherheit. Die anhand der Kurvenfits ermittelte tatsächliche Reduktion der Fluggeschwindigkeit der Sekundärtropfen liegt innerhalb des Unsicherheitsintervalls. Während der Produktionsphase ist eine größere Differenz zwischen Messung und Schätzung zu erkennen. Dies gilt insbesondere für die beiden höheren Weberzahlen.

Das in Abbildung 5.10 dargestellte Ergebnis hängt stark von der Wahl der Regressionsfunktion ab. Während die Abschätzung der Geschwindigkeitsreduktion infolge des aerodynamischen Widerstands auf dem momentanen Wert der Geschwindigkeit basiert, geht in die gemessene Geschwindigkeitsreduktion der jeweilige Gradient der Regressionsfunktion ein. Die Kurvenfits für den Verlauf der Geschwindigkeit v für alle Messreihen treffen zwar die Messwerte mit einem Fehler von unter $U_{95} = 10\%$, aber alle Kurven haben mindestens einen Wendepunkt, sodass die gemessene Geschwindigkeitsreduktion ein Maximum aufweist. Durch Wahl einer anderen Regressionsfunktion ließe sich ein anderer Kurvenverlauf erzeugen. Auf eine weitere Analyse wird an dieser Stelle verzichtet, weil sich daraus keine tiefergehenden Erkenntnisse ableiten lassen. Faßmann u. a. (2013) kommen zu dem Schluss, dass für den tatsächlichen Geschwindigkeitsverlauf in den Diagrammen drei Effekte zusammenspielen. Dies sind die genannte Geschwindigkeitsreduktion infolge aerodynamischen Widerstands, die im Zeitverlauf verringerte Initialgeschwindigkeit der Sekundärtropfen sowie eine Geschwindigkeitsänderung infolge von Tropfen-Tropfen-Interaktion. Letzterem Mechanismus wird jedoch nur eine geringe Bedeutung beigemessen, da alle Sekundärtropfen ähnliche Trajektorien mit ähnlich großen Fluggeschwindigkeiten aufweisen. Abgesehen von all diesen Überlegungen wird die Frage der genauen Ursache für die zeitabhängige Geschwindigkeitsreduktion der Sekundärtropfen im Rahmen dieser Dissertationsschrift im Detail unbeantwortet bleiben müssen.

Nachdem physikalische Aspekte der Sekundärtropfenerzeugung beim Einzeltropfenaufprall beleuchtet wurden, behandeln die nachfolgenden Abschnitte die

Auswertung der gesamten Sekundärmasse im Hinblick auf das deponierte Massenverhältnis η . Da die Masse m_j und das Volumen V_j der Sekundärtropfen über die Fluidichte gekoppelt sind, werden diese beiden Begriffe im Folgenden gleichbedeutend verwendet. Hierbei wird die Fluidichte ρ als konstant betrachtet.

Abbildung 5.11 zeigt die relative Häufigkeitsverteilung der Größe der Sekundärtropfen anhand ihres Durchmessers d . Dieser wird auf den mittleren Primärtropfendurchmesser \bar{d}_{Tr} der jeweiligen Messreihe bezogen. Es ist erkennbar, dass der Schwerpunkt der Verteilung bei kleinen Tropfengrößen liegt. Mit steigender Aufprallweberzahl verschiebt sich das Maximum der relativen Häufigkeit zu kleineren Tropfendurchmessern. Dies spiegelt die Erkenntnisse aus Abbildung 5.8 wieder. Insgesamt liegt das Maximum aller Kurven im Bereich $d/\bar{d}_{\text{Tr}} = 0.014 \dots 0.016$ und damit bei geringeren Werten als bei Weiss (1993). Aus Abbildung 5.11 ist ersichtlich, dass Sekundärtropfen der Größe $d/\bar{d}_{\text{Tr}} < 0,01$ nicht detektiert werden. Dies ist mit dem räumlichen Auflösungsvermögen des gewählten optischen Aufbaus zu erklären (vgl. Abschnitt 3.4.2). Tropfen mit $d_{\text{min}} \lesssim 30 \cdot 10^{-6} \text{ m} \Leftrightarrow d/\bar{d}_{\text{Tr}} \lesssim 0,01$ werden vom primären Auswerteprogramm nicht erfasst. Im Hinblick auf die Auswertung der insgesamt deponierten Massen gilt es dementsprechend sicherzustellen, dass kleinere Sekundärtropfen, die beim Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand vermutlich ebenfalls entstehen, keinen signifikanten Beitrag zur Sekundärmasse liefern. Die relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser in Abbildung 5.11 weist bei kleinen Tropfen einen starken Gradienten auf. Der Verlauf des relativen Volumenbeitrags in Abbildung 5.12 zeigt wegen $V \sim d^3$ im Vergleich einen geringeren Anstieg. Kleine Sekundärtropfen verlieren also abhängig von ihrer Häufigkeit an Bedeutung für die Volumenbeitragsverteilung. Die Messergebnisse geben jedoch keinen Aufschluss darüber, ob und in welcher Anzahl Sekundärtropfen auftreten, die wegen der unteren optischen Auflösungsgrenze nicht erfasst werden. Ein maßgebliches Nebenmaximum bei kleineren Tropfen würde bei der gewählten optischen Kameraauflösung unentdeckt bleiben. Für die weitere Auswertung wird angenommen, dass kleine, nicht erfassbare Sekundärtropfen keinen nennenswerten Beitrag zur gesamten Sekundärmasse leisten. Somit wird die beim Aufprall auf die trockene Wand deponierte Flüssigkeitsmenge auf Basis aller detektierten Sekundärtropfen nur näherungsweise bestimmt.

Die Auswertung der Sekundärmasse basiert auf Gleichung (4.18), deren wichtigster Bestandteil der Volumenstrom \dot{V}_q ist. Dieser wiederum wird in Gleichung (4.15) auf Basis des Teilvolumens V_q und jeden Zeitintervalls ermittelt. Der Zeitverlauf des Teilvolumens V_q nach Gleichung (4.17) ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Für alle drei Messreihen steigt das Sekundärvolumen mit der Zeit

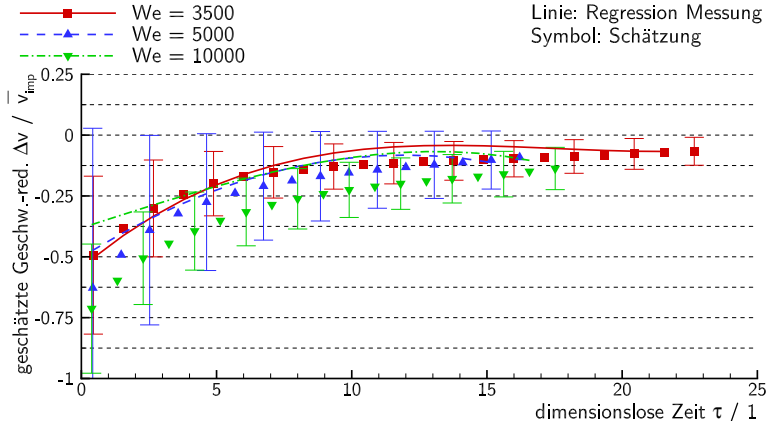


Abbildung 5.10: Schätzung des Widerstandseinflusses auf die Sekundärtropfengeschwindigkeit. Linie: Geschwindigkeitsreduktion auf Basis eines Kurvenfits der Messung. Symbole: Geschwindigkeitsreduktion infolge des geschätzten aerodynamischen Widerstands mit fortgepflanzten Unsicherheiten auf Basis der Güte der Kurvenfits von Sekundärtropfendurchmesser und -geschwindigkeit.

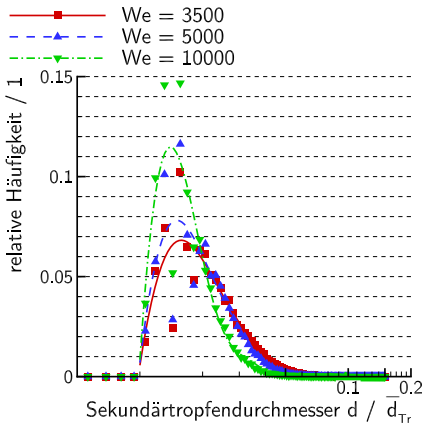


Abbildung 5.11: Relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser d/\bar{d}_{Tr} für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

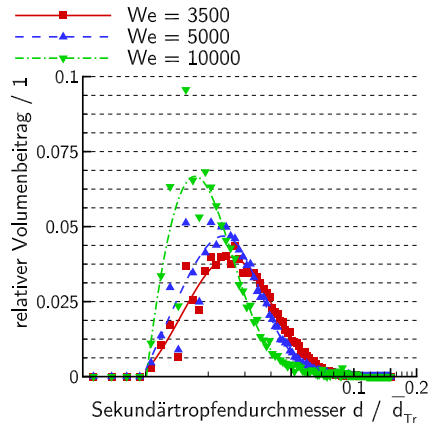


Abbildung 5.12: Relativer Volumenbeitrag jeder Durchmesserklasse d/\bar{d}_{Tr} zum Sekundärarvolumen für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

Tabelle 5.8: Deponiertes Massenverhältnis $\eta = 1 - \eta'$ nach Gleichung (4.20).

We_{nom}	3.500	5.000	10.000
$\eta' / \%$	36 ± 1	20 ± 1	14 ± 2
$\eta / \%$	64 ± 1	80 ± 1	86 ± 2

an und erreicht zum Ende der Produktionsphase ein Maximum. Der deutliche Abfall zu späten Zeitpunkten zeigt an, dass der Aufprallvorgang hinreichend lange aufgezeichnet wurde. Der Zeitverlauf der ungefähren Austauschzeit $T_{a,q}$ ist in Abbildung 5.14 wiedergegeben. Da sich diese Größe aus der Position sowie der Geschwindigkeit der Sekundärtropfen im Auswertefenster ableitet, steigen die Kurven zunächst an und erreichen ihr Maximum sobald die Produktionsphase abgeschlossen ist. Die Reststrecke der Sekundärtropfen bis zum Rand des Auswertefensters nimmt stärker ab als die Fluggeschwindigkeit, sodass sich die ungefähre Austauschzeit im Anschluss reduziert. Gegen Ende des Aufprallvorgangs zeichnet sich ein erneuter Anstieg der Kurven ab. Er ist auf die verringerte Tropfenanzahl zurückzuführen, die für die späten Intervalle zur Verfügung stehen. Wegen der sinkenden Anzahl von Vergleichstropfen sinkt auch die Genauigkeit, mit der das primäre Auswerteprogramm die Geschwindigkeit ermitteln kann. Das Zusammenspiel aus kurzer Reststrecke bis zum Austrittsrand und reduzierter Auswertegenauigkeit der Fluggeschwindigkeit führt im sehr späten Stadium des Aufpralls zum Anstieg der Ergebnisstreuung.

Auf Basis der dargestellten Ergebnisse können schließlich der Sekundärvolumenstrom $\dot{V}_q = dV/d\tau \approx V_q/T_{a,q}$ nach Gleichung (4.15) und die nach Gleichung (4.18) gewonnene gesamte Sekundärmasse ermittelt werden. Abbildung 5.15 zeigt den zeitlichen Verlauf des Sekundärvolumenstroms. Er steigt über die Phase der Sekundärtropfenproduktion hinaus an und fällt danach erneut ab. Abbildung 5.16 zeigt kumulativ das Zustandekommen der Sekundärmasse. In den frühen Phasen des Aufpralls nimmt die Sekundärmasse zunächst langsam und später nahezu linear zu. Das achsparallele Ausklingen der Kurven zeigt an, dass die späten Phasen des Aufpralls nur noch wenig zur Gesamtmasse beitragen. Das Ergebnis für das deponierte Massenverhältnis ist in Tabelle 5.8 dargestellt. Mit steigender Aufprallgeschwindigkeit nimmt das deponierte Massenverhältnis bei ansonsten nahezu konstanten Parametern zu. Ein Ansteigen der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie aus dem Primärtropfen scheint zu vermehrter Energiedissipation sowie Abspaltung kleinerer und schnellerer Tropfen zu führen anstatt zu einer größeren Sekundärmasse.

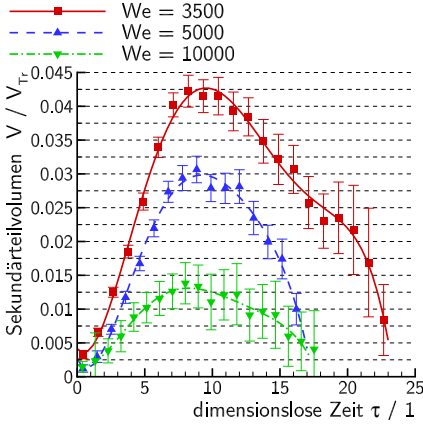


Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf des Sekundärteilvolumens V_q/V_{Tr} für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

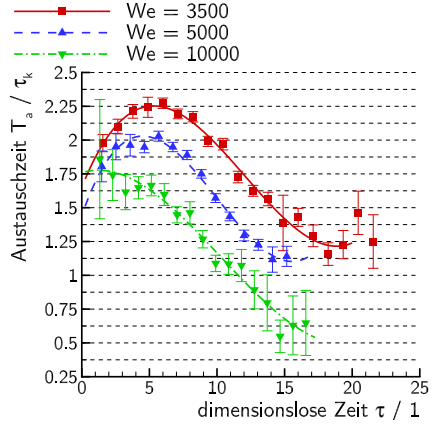


Abbildung 5.14: Zeitlicher Verlauf der ungefähren Austauschzeit T_a/τ_{kin} für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

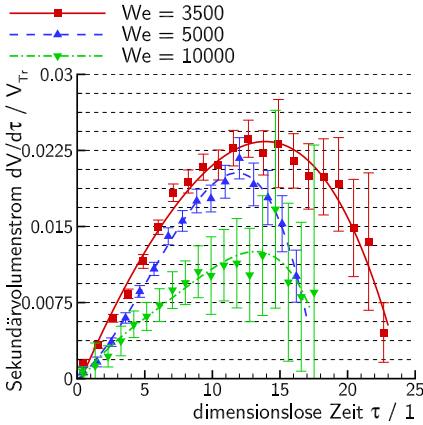


Abbildung 5.15: Zeitlicher Verlauf des Sekundärteilvolumenstroms $dV/d\tau/V_{Tr}$ für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

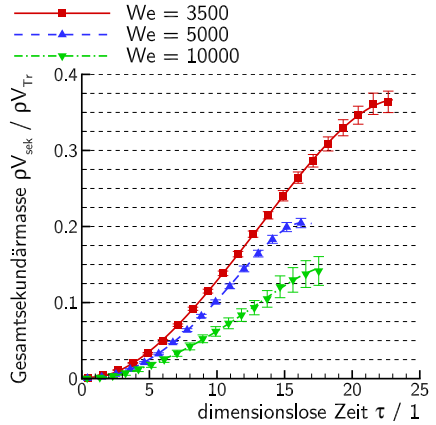


Abbildung 5.16: Zeitlicher Verlauf der kumulierten Sekundärmasse $\rho V_{sek}/\rho V_{Tr}$ für den Einzeltropfenaufprall auf die trockene Wand.

5.3 Aufprall auf die benetzte Wand

Die Auswertergebnisse der Sekundärtropfen sowie des deponierten Massenverhältnisses beim Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand werden mit dieser Dissertationsschrift erstmals veröffentlicht.

Aus Tabelle 5.2 geht hervor, dass unterschiedliche Filmdicken sowie unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten v_r des Schwungrads untersucht wurden. Zusammen mit der Vertikalgeschwindigkeit der Primärtropfen v_{Tr} und dem jeweiligen Tropfendurchmesser d_{Tr} ergeben sich die Kennzahlen Re , We , Oh , K und das jeweilige charakteristische kinetische Zeitmaß τ_k . Diese und weitere Werte sind in Tabelle 5.9 wiedergegeben. Der Flüssigkeitsfilm ist wegen $h/d_{Tr} \leq 0.2$ dünn. Wie in Abschnitt 2.3 verdeutlicht wurde, tritt bei allen vorliegenden Parameterkonstellationen Splashing auf – auch bei der geringsten Aufprallweberzahl von $We_{nom} = 700$ mit stillstehendem Schwungrad.

Allen Versuchen mit benetztem Aufprall ist der bewegte Wandfilm gemein, vgl. Abschnitt 3.2.2. Inwieweit diese Filmbewegung die Ergebnisse beeinflusst, wird sich im Folgenden zeigen und in Kapitel 6.2 diskutiert werden. Ein weiteres Augenmerk bei der Auswertung liegt auf der Verifikation der Filmdicke während der Versuche mit rotierendem Schwungrad. Anhand von Messbildern wird die Filmdicke geschätzt. Aus Bildern, in denen der Tropfen sowie seine Reflexion auf der Filmoberfläche vor oder während des Aufpralls scharf abgebildet sind, kann die Filmoberfläche lokalisiert werden. Zur Abschätzung der Filmdicke wird zudem eine markante Musterung wie z. B. der Düsenrand benötigt, deren Position relativ zu einer Referenz ohne Benetzung vermessen wird. Aus diesen Informationen wird die Filmdicke rekonstruiert und die Filmgeschwindigkeit bestimmt. Die Ergebnisse der Stichproben sind in Tabelle 5.10 dargestellt. Die Messergebnisse liegen teilweise höher und teilweise niedriger als die nominelle Filmdicke h_{nom} . Für die Messungen bei $We_{nom} = 3.500$ ergibt sich eine Reduktion der Filmdicke in der Größenordnung der Schätzung aus Tabelle 3.1 auf Seite 32. Bei den übrigen Messungen ist eine Zunahme der Filmdicke zu verzeichnen. Ursächlich für die Abweichungen der gemessenen Filmdicken im Versuchsbetrieb von denen in der Versuchsvorbereitung sind mehrere Faktoren. Zum einen interagieren der auflaufende Tropfen und der bewegte Film miteinander, zum zweiten wirken Trägheitskräfte auf den Wandfilm¹² und zum dritten ist die angewendete Messmethode nur in gewissen Grenzen genau. Nicht zuletzt sind Schwankungen des zugeführten Volumenstroms nicht auszuschließen. Da sich die Abweichungen der Filmdicke in Grenzen halten, werden für die weitere Diskussion weiterhin die

¹²vgl. Abschnitt 3.2.2

Tabelle 5.9: Nominelle Weberzahl We_{nom} , nominelle Flüssigkeitsfilmdicke h_{nom} , Anzahl N_{prim} der in die Auswertung eingegangenen detektierten Primärtropfen, Anzahl N_{sek} der in die Auswertung eingegangenen detektierten Sekundärtropfen, Primärtropfendurchmesser d_{Tr} , Rotationsgeschwindigkeit v_r des Schwungrads, freie Fallgeschwindigkeit v_{Tr} der Tropfen kurz vor dem Aufprall, Aufprallgeschwindigkeit v_{imp} der Tropfen, Intervallbreite $\Delta\tau_q$ der zeitlichen Diskretisierung, charakteristisches kinetisches Zeitmaß τ_k , Drehwinkel φ_{τ_k} des Schwungrads innerhalb τ_k , Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ der Aufprallzeit, tatsächliche Weberzahl We , tatsächliche Ohnesorgezahl Oh , tatsächliche Reynoldszahl Re und tatsächlicher K-Parameter beim benetzten Aufprall.

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$
N_{prim}	1.916	2.236	821	231	1.348
N_{sek}	31.558	31.738	89.423	89.496	124.687
$d_{\text{Tr}} / 10^{-3} \text{ m}$	$2,72 \pm 0,01$	$2,72 \pm 0,01$	$2,66 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,02$	$2,68 \pm 0,01$
$v_r / \text{ m/s}$	0,00	0,00	$6,25 \pm 0,09$	$6,25 \pm 0,07$	$8,31 \pm 0,10$
$v_{\text{Tr}} / \text{ m/s}$	$-4,40 \pm 0,01$	$-4,39 \pm 0,01$	$-3,33 \pm 0,01$	$-3,34 \pm 0,02$	$-3,27 \pm 0,01$
$v_{\text{imp}} / \text{ m/s}$	$4,40 \pm 0,01$	$4,39 \pm 0,01$	$9,58 \pm 0,09$	$9,58 \pm 0,07$	$11,57 \pm 0,10$
$\Delta\tau_q / 10^{-6} \text{ s}$	309,23	309,79	308,31	430,92	308,37
$\tau_k / 10^{-6} \text{ s}$	$618,5 \pm 0,9$	$619,6 \pm 1,0$	$277,5 \pm 0,7$	$280,1 \pm 1,6$	$231,3 \pm 0,4$
$\varphi_{\tau_k} / 1/100^\circ$	0,00	0,00	$25,47 \pm 0,09$	$25,71 \pm 0,16$	$28,23 \pm 0,10$
$\mathcal{U}_{95}\tau / 10^{-6} \text{ s}$	21,6 ... 122,2	19,3 ... 93,9	20,9 ... 99,1	18,9 ... 217,4	17,2 ... 92,0
$\Delta\tau_q/\mathcal{U}_{95}\tau$	2,5 ... 14,3	3,3 ... 16,1	3,1 ... 14,8	2,0 ... 22,8	3,4 ... 17,9
$We / 1$	728 ± 2	727 ± 2	3.376 ± 8	3.412 ± 17	4.970 ± 8
$Oh / 10^{-3}$	$1,97 \pm 0,01$	$2,00 \pm 0,01$	$2,14 \pm 0,01$	$2,00 \pm 0,01$	$2,21 \pm 0,01$
$Re / 10^3$	$13,69 \pm 0,02$	$13,49 \pm 0,02$	$27,18 \pm 0,06$	$29,24 \pm 0,13$	$31,86 \pm 0,04$
$K / 1$	292 ± 1	291 ± 1	746 ± 2	764 ± 3	942 ± 1

Tabelle 5.10: Aus den Messbildern des benetzten Aufpralls ermittelte Filmdicke h auf Basis der Stichprobengröße n_h , Differenz Δh zur nominellen Filmdicke sowie die resultierende mittlere Filmgeschwindigkeit \bar{u} , die sich aus dem Volumenstrom Q_{nom} und der Filmbreite b_{nom} ergibt.

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$
$n_h / 1$	21	21	21	21	21
$h / 10^{-3} \text{ m}$	$0,33 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,02$
$\Delta h / 10^{-6} \text{ m}$	+26,91	+36,10	-70,23	-68,10	+81,76
$Q_{\text{nom}} / 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$	12,50	20,83	12,50	20,83	12,50
$b_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	26 ± 1	26 ± 1	26 ± 1	26 ± 1	26 ± 1
$\bar{u} / \text{ m/s}$	$1,5 \pm 0,12$	$1,5 \pm 0,13$	$2,1 \pm 0,24$	$1,9 \pm 0,17$	$1,3 \pm 0,12$

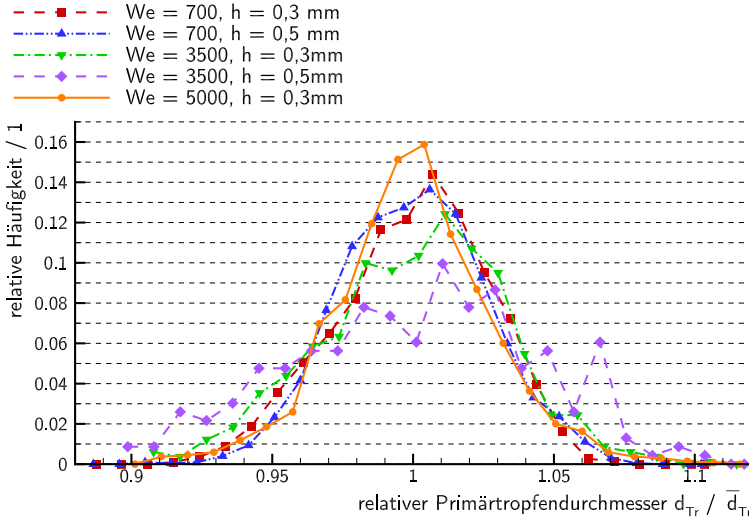


Abbildung 5.17: Häufigkeitsverteilung der Primärtropfendurchmesser im Falle des Einzeltropfenaufpralls auf die benetzte Wand bei den drei nominellen Weberzahlen $We_{nom} = 700$, $We_{nom} = 3.500$ und $We_{nom} = 5.000$ sowie den beiden nominellen Filmdicken $h_{nom} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und $h_{nom} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Die Werte werden auf den mittleren Durchmesser \bar{d}_{Tr} jeder Messreihe bezogen.

nominell veranschlagten Werte zur Darstellung der Ergebnisse verwendet. Darüber hinaus stimmt die resultierende Unsicherheit \mathcal{U}_{95} aus den Filmdickenmessungen im Versuchsbetrieb mit der abgeschätzten nominellen Unsicherheit überein.

5.3.1 Auswertung der Primärtropfen

Die Primärtropfen beim Aufprall auf die benetzte Wand wurden mit einer Gesamtunsicherheit \mathcal{U}_{95} im Durchmesser von $\pm 0,01 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ erzeugt. Die relative Durchmesser-Verteilung ist für vier der fünf Messreihen qualitativ vergleichbar. Sie ist in Abbildung 5.17 wiedergegeben. Einzig die Verteilung der Primärtropfen für $We_{nom} = 3.500$ und $h_{nom} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ist vergleichsweise breit gestreut. Als Ursache hierfür wird ein unregelmäßiger Betrieb des Tropfengenerators vermutet, was im Rückblick nicht überprüft werden kann. Jedoch liefert die geringe Datenrate N_{prim} dieser Messreihe einen entsprechenden Hinweis, vgl. Tabelle 5.9.

Aufgrund der mäßigen Drehzahl des Schwungrads kann eine verstärkte Rückwirkung des Umströmungsfelds des Schwungrads auf die Primärtropfen als Ursache ausgeschlossen werden. Da der Tropfendurchmesser jedes Primärtropfens vor dem Aufprall bekannt ist, bedeutet eine reduzierte Reproduktionsgenauigkeit der Primärtropfen keinen Vertrauensverlust in die weitere Auswertekette. Insgesamt lässt sich der Primärtropfendurchmesser für diese Messreihe mit einer Unsicherheit von $\pm 0,02 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ angeben. Wie aus Tabelle 5.9 hervorgeht, tragen mit Ausnahme der Messreihe $We_{\text{nom}} = 3.500$ und $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ pro Messreihe mindestens 800 Primärtropfen zu den Verteilungen in Abbildung 5.17 bei. Allen relativen Tropfendurchmessern, die nachfolgend angegeben werden, liegen die jeweiligen Primärtropfendurchmesser d_{Tr} aus Tabelle 5.9 nebst Unsicherheit zugrunde.

5.3.2 Qualitative Auswertung

Die beim benetzten Aufprall gewählten Parametervariationen liegen oberhalb aller dokumentierten Splashing-Grenzen. Alle Messreihen zum benetzten Aufprall zeigen die typische Charakteristik des Splashings. Bereits in den sehr frühen Stadien des Aufprallvorgangs sind Sekundärtropfen zu finden. Weiterhin lassen sich Beobachtungen von Cossali u. a. (2004) bestätigen. Der Aufprallverlauf ist stärker von der Aufprallgeschwindigkeit der Primärtropfen beeinflusst als von der Filmdicke. Es sei erinnert, dass die relativen Filmdicken h/d_{Tr} in dieser Arbeit in engen Grenzen variieren. Dennoch sind Tendenzen zu erkennen. Phänomenologisch scheint der Aufprall auf die benetzte Wand ähnlich dem auf die trockene Wand abzulaufen (vgl. Rioboo u. a., 2001). Ein Faktor, der sich sichtlich bemerkbar macht, ist der bewegte Flüssigkeitsfilm. Er lässt den Aufprallverlauf anders aussehen, als in Abbildung 2.2 auf Seite 16 schematisch dargestellt ist. Zwar bildet sich wie erwartet eine Corona aus, aber sie wird mit der Zeit verzerrt.

In Abbildung 5.18 sind ausgewählte Tropfen zu Aufprallverläufen zusammengestellt. Da phasenstarre Messungen zugrunde liegen, zeigt jedes Teilbild einen individuellen Tropfen, der jeweils zu einem anderen charakteristischen Zeitpunkt abgebildet wurde. Insofern ist der wechselnde horizontale Versatz in den Bildern nicht als Einfluss des bewegten Films zu verstehen. Die Filmbewegung macht sich vielmehr dadurch bemerkbar, dass sie den Aufprallvorgang zu scheren scheint. Während sich die Corona ausbildet, verschiebt sich zugleich ihre Basis. Auf diese Weise entstehen charakteristische Merkmale in den Messbildern. Die stromab ausgerichtete Flanke der Corona (rechts) zeigt eine konvexe Krümmung, während die stromauf gelegene Flanke der Corona (links) stark konkav gekrümmt ist. Diese Krümmung nimmt im Verlauf der Zeit deutlich ab,

5 Ergebnisse

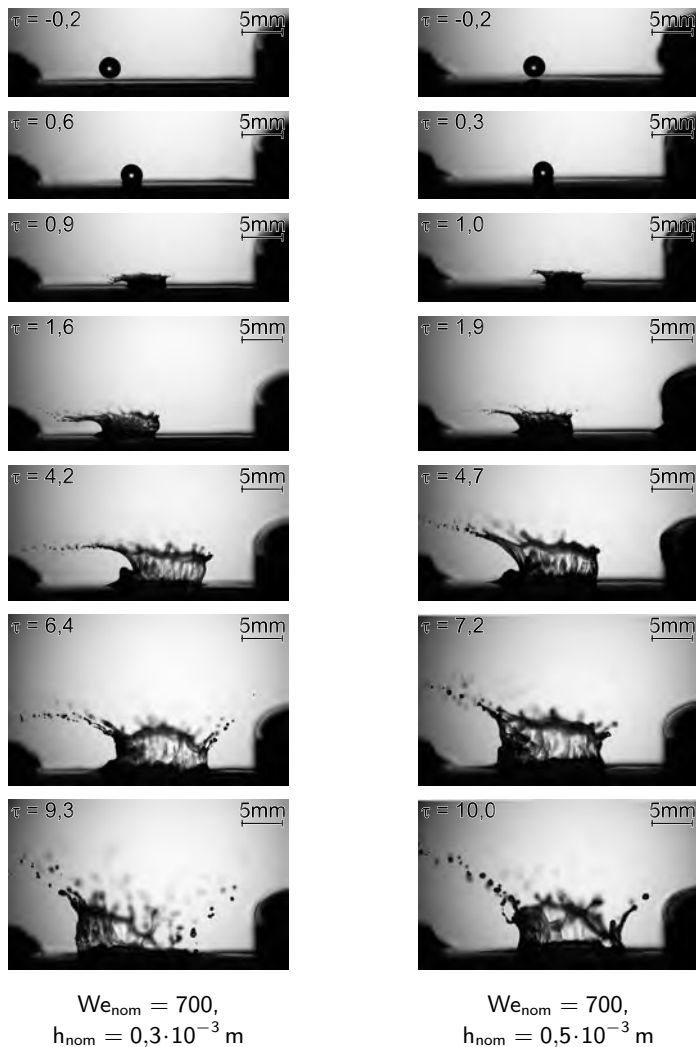


Abbildung 5.18: Rekonstruktion von Aufprallvorgängen einzelner Wassertropfen auf eine benetzte Glasoberfläche bei den nominellen Weberzahlen $We_{\text{nom}} = 700$ und den Filmdicken $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ sowie $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Die Bilder wurden bei phasenstarken Messungen aufgezeichnet. Jede Sequenz wurde anhand der dimensionslosen Aufprallzeit τ geordnet. Der Flüssigkeitsfilm strömt von links nach rechts.

bis sie sich kurz vor dem Zusammenbruch der Corona kaum mehr ändert. In allen Messbildern zerfällt die Corona zuerst auf der stromab gelegenen Seite, ehe die Instabilität in Umfangsrichtung beidseitig bis zur stromauf gelegenen Seite herumläuft. Ein weiteres Merkmal, das direkt mit der Filmbewegung verknüpft ist, ist der Aufstau, der sich an der stromauf ausgerichteten Flanke zeigt. Hier sind Ausbreitungsbestreben der Corona und die Richtung der Filmströmung einander entgegen gerichtet. Der Aufstau ist für $We_{nom} = 700$ zwischen $\tau \approx 4$ und $\tau \approx 7$ in den Bildern deutlich sichtbar. Hinsichtlich der Sekundärtropfen lassen sich für den benetzten Aufprall mit geringer Geschwindigkeit die nachfolgenden Beobachtungen festhalten. Stromauf wird das Abspalten von Sekundärtropfen von der Corona aufgrund der Filmbewegung erleichtert und die Sekundärtropfen wirken wie als Kette aufgereiht, deren Steigungswinkel im Verlauf der Zeit zunimmt. Bei Betrachtung der Geschwindigkeitsvektoren der Sekundärtropfen ergibt sich jedoch ein anders Bild: Die Starttrajektorien der Sekundärtropfen ändern sich im Zeitverlauf und sind ebenfalls abhängig vom Ort, an dem sie abgeschnürt werden. Während in den frühen Aufprallstadien ringsum Sekundärtropfen auswärts und leicht aufwärts fortgeschleudert werden, zeigen in späten Stadien erzeugte Sekundärtropfen stromauf der Corona eine nahezu aufwärts gerichtete Flugbahn. Sekundärtropfen, die zu späterer Zeit an der stromab gelegenen Flanke der Corona entstehen, haben jedoch prinzipiell die gleiche Flugrichtung wie früh erzeugte Sekundärtropfen auf der gleichen Seite. Anders als beim trockenen Aufprall zerfällt die Corona beim benetzten Aufprall in späten Stadien in sich, ohne dass die filamentartige Verbindung zwischen Corona und Film sichtbar abreißen würde. Insofern zeichnet sich der benetzte Aufprall dadurch aus, dass kein markantes Ende der Sekundärtropfenproduktion festzustellen ist. Erst, wenn die Corona vollständig in sich zusammen gefallen ist, werden keine weiteren Sekundärtropfen mehr gebildet.

Abbildung 5.19 zeigt drei rekonstruierte Aufprallsequenzen für den Tropfenaufprall bei höherer Aufprallgeschwindigkeit. Im Vergleich zum benetzten Aufprall bei geringerer Aufprallgeschwindigkeit nimmt der Einfluss der Filmströmung auf den Aufprallverlauf ab. Die charakteristischen Krümmungen der stromauf und der stromab gerichteten Flanken der Corona sind weiterhin zu finden. Der Aufstau vor der stromab gelegenen Flanke ist jedoch weniger stark ausgeprägt. Da die verfügbare kinetische Gesamtenergie größer ist, kann sich die Corona stärker ausbreiten und weiter aufsteigen als bei geringerer Aufprallgeschwindigkeit. Der Zerfall der Corona erfolgt wie zuvor, ohne dass sich der Benetzungsfilm und die Corona sichtbar voneinander lösen. Auch bei erhöhter Aufprallgeschwindigkeit zerfällt die Corona zunächst an ihrer stromab gelegenen Flanke, ehe sie auch auf der gegenüberliegenden Seite zusammenbricht. Die Sekundärtropfen, die bei höherer

5 Ergebnisse

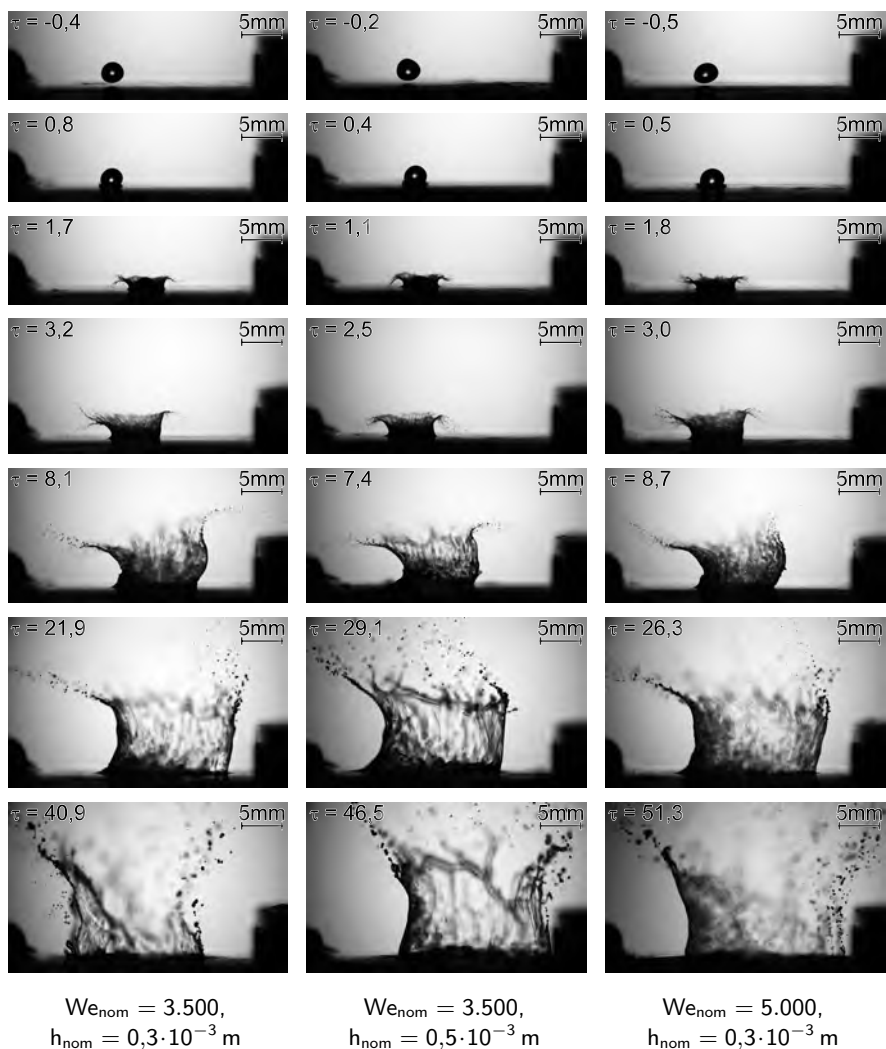


Abbildung 5.19: Rekonstruktion von Aufprallvorgängen einzelner Wassertropfen auf eine benetzte Glasoberfläche bei den nominellen Weberzahlen $We_{\text{nom}} = 3.500$ und $We_{\text{nom}} = 5.000$ und den Filmthicken $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ sowie $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Die Bilder wurden bei phasenstarken Messungen aufgezeichnet. Jede Sequenz wurde anhand der dimensionslosen Aufprallzeit τ geordnet. Der Flüssigkeitsfilm strömt von links nach rechts.

Aufprallgeschwindigkeit erzeugt werden, sind zahlreicher und von geringerer Größe als bei niedriger Aufprallgeschwindigkeit. Zudem ändert sich die Flugrichtung der Sekundärtropfen mit Fortschreiten des Aufprallvorgangs kaum. Die Flugvektoren der Sekundärtropfen sind zeitunabhängig überwiegend aufwärts und leicht auswärts gerichtet. Auch bei erhöhter Aufprallgeschwindigkeit endet die Erzeugung von Sekundärtropfen erst mit dem vollständigen Zusammenbruch der Corona.

Laut Samenfink (1997) und Josserand u. Zaleski (2003) bestehen die Sekundärtropfen teilweise aus Flüssigkeit des Benetzungsfilms und teilweise aus der Flüssigkeit des Primärtropfens. Aus welchen Anteilen sich die Sekundärtropfen in diesen Untersuchungen zusammensetzten, lässt sich an den Bildern nicht erkennen.

5.3.3 Quantitative Auswertung

Dieser Abschnitt stellt die Ergebnisse der quantitativen Auswertung der Aufnahmen des Einzeltropfenaufpralls auf die benetzte Wand dar. Die zur Entdimensionalisierung der Ergebnisdaten verwendeten Größen sind in Tabelle 5.9 gelistet. Bei der gewählten Intervallbreite $\Delta\tau_q$ ergibt sich die in Abbildung 5.20 dargestellte Bildanzahl je Zeitintervall. Wie beim trockenen Aufprall schwankt die Zahl und ist für die Messreihen verschieden. Für die Auswertung der höheren Aufprallgeschwindigkeiten fällt die Bildanzahl zu frühen und zu späten Zeitpunkten des Aufpralls unter die Marke von 50 Doppelbildern. Dieser Kompromiss wurde gewählt, um die Diskretisierung der zeitlichen Abtastung hinreichend fein zu halten.

In Abbildung 5.20 fällt auf, dass sich der Aufprallvorgang bei den beiden höheren Aufprallgeschwindigkeiten über einen wesentlich längeren Zeitraum erstreckt als bei der geringsten Aufprallgeschwindigkeit. Die Ursache hierfür ist in erster Linie im unterschiedlichen charakteristischen kinetischen Zeitmaß τ_k zu finden, welches bei den geringen Aufprallgeschwindigkeiten ca. halb so groß ist, wie für die höheren Aufprallgeschwindigkeiten mit drehendem Rad. Hinzu kommt, dass bei stillstehendem Rad eine geringere Gesamtenergie verfügbar ist. Wie sich beim Vergleich zwischen gleich großen Aufprallgeschwindigkeiten im trockenen und benetzten Fall zeigt, dauert der benetzte Aufprall trotz ähnlicher charakteristischer kinetischer Zeitmaße länger als der trockene. Im Hinblick auf die verfügbare Energiemenge erscheint dies naheliegend, da nach Yarin (2006) der größte Anteil (bis zu 90%) der verfügbaren Energie bei der Bildung der Ejecta Sheet gebunden wird.

In Anlehnung an Abbildung 5.20 wird im Folgenden die Darstellung der Ergebnisdigramme für den benetzten Aufprall aufgeteilt. Entweder erfolgt die Trennung bezüglich der Benetzungsfilmdicke oder bezüglich der Aufprallweberzahl. Die

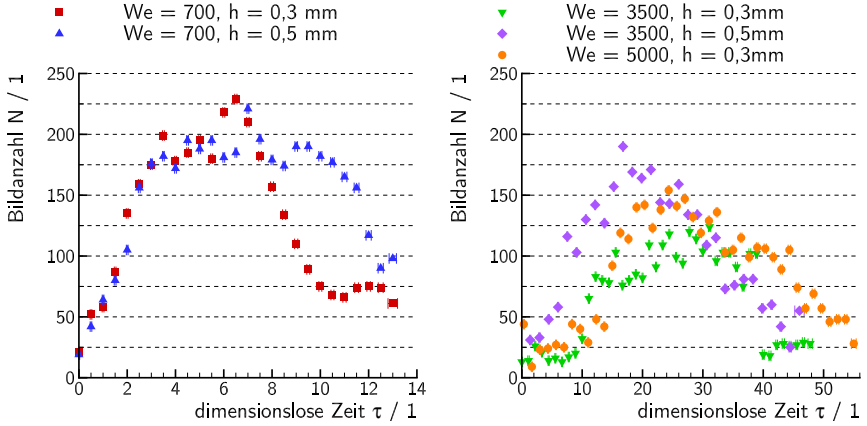


Abbildung 5.20: Anzahl der Bilder beim Aufprall auf die benetzte Wand, die zur Auswertung der gesamten Sekundärmasse beitragen. Die horizontalen Fehlerbalken geben Aufschluss über die Unsicherheit der dimensionslosen Aufprallzeit τ .

Kennzeichnung jeder Messreihe erfolgt jedoch immer mit gleicher Farbe, gleicher Linienart und gleichem Symbol.

Die Auswertung der ebenfalls zeitlich veränderlichen relativen Lage der Sekundärtropfen $|x - x_{\text{imp}}|$ zum Aufprallzentrum erweist sich beim benetzten Aufprall als wenig aussagekräftig. Aufgrund des Einflusses der Filmströmung, der in den Abbildungen 5.18 und 5.19 erkennbar ist, wäre eine separierte Analyse der rechts- und linksseitig des Aufprallzentrums abgeschnürten Sekundärtropfen erforderlich. Auf diesen Mehraufwand wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, da von einer solchen Auswertung hinsichtlich der sonstigen Charakterisierung der Sekundärtropfen und des deponierten Massenverhältnisses kein Mehrwert erwartet wird.

Die auftretenden Sekundärtropfen lassen sich hinsichtlich ihres Durchmessers und ihrer Geschwindigkeit charakterisieren. Beide Größen unterliegen auch beim benetzten Aufprall einer zeitlichen Änderung. Der je Zeitintervall gemittelte Tropfendurchmesser wächst beim benetzten Aufprall an, bis die Corona zu zerfallen beginnt. Während des Zerfallsprozesses der Corona nimmt er nur noch geringfügig zu. Abbildung 5.21 zeigt dies für den Tropfenaufprall auf den $h \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und den $h \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ dicken Flüssigkeitsfilm. Mit steigender Aufprallgeschwindigkeit ist eine Abnahme der Sekundärtropfengröße zu verzeichnen. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden ändern sich für die höheren Weberzahlen mit Beginn des Zerfalls der Corona stark. Bei $We_{\text{nom}} = 700$ fällt diese Änderung deutlich gerin-

ger aus. Die Anfangssteigung für diese beiden Messreihen ist nahezu deckungsgleich. Im direkten Vergleich zeigen die beiden Messungen bei $We_{\text{nom}} = 3.500$ einen ähnlichen Gradienten des Sauterdurchmessers d_{32} . Für die Messreihe bei $We_{\text{nom}} = 5.000$ fällt die Zunahme der Sekundärtropfengröße geringer aus als für die anderen Messreihen. Die Filmdicke scheint in den untersuchten Fällen keinen nennenswerten Einfluss auf die Charakteristik der Sekundärtropfen zu haben.

Im zeitlichen Verlauf nimmt die Geschwindigkeit der Sekundärtropfen ab und mit steigender Aufprallgeschwindigkeit steigt ihre Geschwindigkeit an. Auch auf den zeitlichen Verlauf der Sekundärtropfengeschwindigkeit scheint die Filmdicke eine vernachlässigbare Wirkung zu haben. Bei gleicher Aufprallweberzahl fallen die Verläufe nahezu aufeinander. In der Abbildung 5.22 sind die Zeitverläufe der energie-basierten Äquivalenzgeschwindigkeit $v_{\text{äq}}$ der Sekundärtropfen aus Gleichung (4.10) dargestellt. Hinsichtlich der Klärung der offenen Frage nach der genauen Ursache der Geschwindigkeitsreduktion (verringerte Emissionsgeschwindigkeit, Einfluss des aerodynamischen Widerstands oder Tropfen-Tropfen-Interaktion) lassen sich aus der Schätzung des aerodynamischen Widerstands keine weiteren Erkenntnisse gewinnen. Auf eine entsprechende Darstellung wird verzichtet.

Die nachfolgenden Abschnitte behandeln die Auswertung der gesamten Sekundärmasse im Hinblick auf das deponierte Massenverhältnis η . Im Vergleich zum Aufprall auf die trockene Wand verschieben sich die Schwerpunkte der Gesamtverteilung der Sekundärtropfendurchmesser hin zu größeren Tropfen. Wie in der Abbildung 5.23 ersichtlich ist, nimmt auch die Häufigkeit größerer Sekundärtropfen zu. Je geringer die Aufprallgeschwindigkeit, desto größer werden die Sekundärtropfen. Dennoch liegen die Maxima aller Kurven bei ca. $d/d_{\text{Tr}} = 0,02$. Die Dicke des Flüssigkeitsfilms hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Verteilungen. An den Verläufen der Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilung bei $We_{\text{nom}} = 700$ ist auffällig, dass für große Sekundärtropfen nicht der Wert null erreicht wird. Die Verteilung wirkt abgeschnitten. Hier kommt ein Nachteil der Bildauswertung mit dem primären Auswerteprogramm zum Tragen: Wie in Abbildung 5.18 erkennbar ist, stellt sich die Corona als dichter Flüssigkeitsvorhang dar. Für das Auswerteprogramm sind die Helligkeitsverteilungen im Auswertefenster dann nicht mehr eindeutig als separierte Tropfen zu unterscheiden. Ein dunkler Schatten in der Corona kann als Sekundärtropfen fehlinterpretiert werden. Um diesem Manko aus dem Weg zu gehen, wurden die Parameter des primären Auswerteprogramms so eingestellt, dass Sekundärtropfen einer gewissen Größe nicht mehr akzeptiert werden. Diese Größe wurde mit Augenmaß so gewählt, dass alle Sekundärtropfen, die in stichprobenartiger Sichtung mit dem Auge zu erkennen sind, vom Programm akzeptiert werden – und etwas darüber hinaus. Außerdem stellt ein Filter sicher, dass Sekundärtropfen, die sich zu nah am Zentrum des Aufpralls befinden, nicht gewertet werden. Als Folge wirkt bei der geringsten Aufprallgeschwindigkeit die Häufigkeits-

5 Ergebnisse

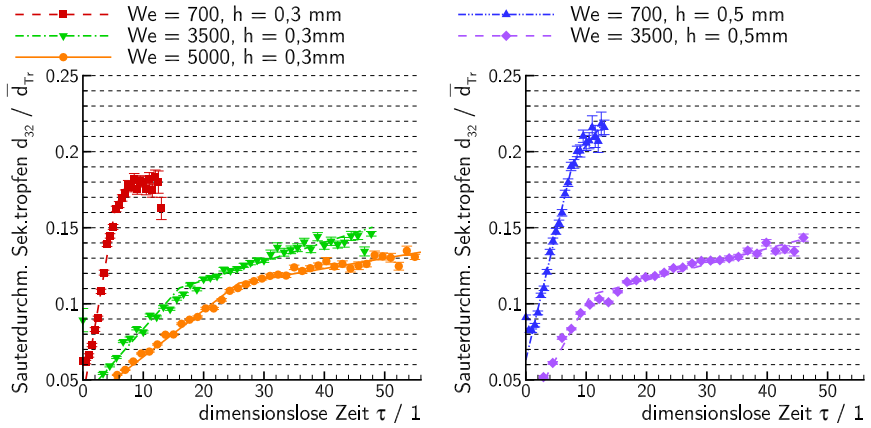


Abbildung 5.21: Entwicklung des Sauterdurchmessers $\bar{d}_{32}/\bar{d}_{Tr}$ der Sekundärtropfen mit fortschreitender Aufprallzeit τ für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

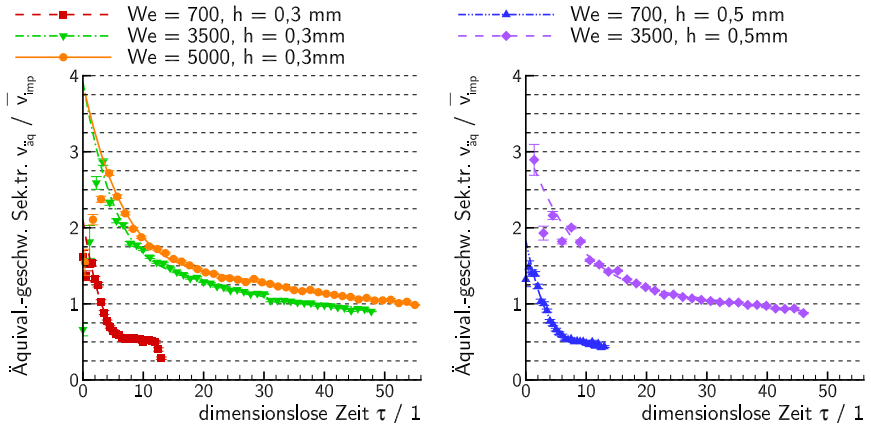


Abbildung 5.22: Entwicklung der Äquivalenzgeschwindigkeit $\bar{v}_{aq}/\bar{v}_{imp}$ der Sekundärtropfen mit fortschreitender Aufprallzeit τ beim Aufprall auf die benetzte Wand.

verteilung bei großen Sekundärtropfendurchmessern abgeschnitten. Es ist bei der großen Tropfenanzahl nicht eindeutig zu trennen, welchen Anteil fehldetektierte Artefakte an der Verteilung haben und welcher Anteil auf korrekt detektierte Sekundärtropfen zurückzuführen ist. Auch, ist nicht ohne weiteres feststellbar ob der Auswertung tatsächlich größere Sekundärtropfen entgangen sind. Die Messreihen bei $We_{\text{nom}} = 700$ werden dennoch ausgewertet. Es wird sich jedoch zeigen, dass die Auswertung der Messreihe $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ problematisch bleibt. Der Schwerpunkt der Verteilungsfunktion der Volumenbeiträge verschiebt sich im Vergleich zum trockenen Aufprall ebenfalls hin zu größeren Sekundärtropfen. Eine Zunahme der Aufprallgeschwindigkeit verlagert den Schwerpunkt der Verteilung hin zu kleineren Sekundärtropfendurchmessern. Wie in der Abbildung 5.24 dargestellt ist, fallen detektierte Sekundärtropfen im Bereich der unteren Auflösungsgrenze nicht ins Gewicht. Wie bereits für den trocken Aufprallverlauf geschildert wurde, geben die Messergebnisse keinen Aufschluss darüber, ob und in welcher Anzahl Sekundärtropfen auftreten, die wegen der unteren optischen Auflösungsgrenze nicht erfasst werden. Für die weitere Auswertung wird erneut angenommen, dass kleine, nicht erfasste Sekundärtropfen keinen nennenswerten Beitrag zur gesamten Sekundärmasse leisten. Die Variation der Filmdicke zwischen $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ hat auch in diesem Zusammenhang vernachlässigbare Auswirkungen. Rechts in Abbildung 5.24 ist erkennbar, warum die Auswertung der Messreihe $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ kritisch ist. Die Verteilung der Volumenbeiträge fällt für große Sekundärtropfen nicht auf null zurück. Für eine vollständige Auswertung fehlen somit Informationen.

Der Bestimmung der gesamten Sekundärmasse, die beim Aufprall auf die benetzte Wand emittiert wird, liegt die Gleichung (4.18) zugrunde. Sie summiert alle Werte des momentanen Volumenstroms \dot{V}_q auf. Letzterer wird aus dem Teilvolumen V_q in jedem Zeitintervall sowie der ungefähren Austauschzeit $T_{a,q}$ berechnet. Abbildung 5.25 zeigt den Verlauf des detektierten Sekundär Volumens je Zeitintervall. Die Kurven der Messreihen für die Filmdicke $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ zeigen ein ausgeprägtes Maximum. Für die Filmdicke $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ deutet es sich lediglich an. Daraus wird abgeleitet, dass der Aufprallvorgang in allen Fällen hinreichend lange aufgezeichnet wurde. Ein Abfall des Verlaufs von V_{Tr} zum Ende des Aufprallvorgangs hin ist notwendig für eine zuverlässige Auswertung der Gesamtsekundärmasse.

Beim Vergleich der ungefähren Austauschzeit $T_{a,q}$ in Abbildung 5.26 ist zu erkennen, dass die Zeitskala im Fall der geringsten Aufprallgeschwindigkeit für die Messreihen bei $We_{\text{nom}} = 700$ um ein Vielfaches höher ist als für die größeren Aufprallgeschwindigkeiten rechts im Bild. Ferner sticht der Anstieg der Kurven für die Messreihen $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und $We_{\text{nom}} = 3.500, h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ins Auge. Die Ursache für den Kurvenanstieg bei Messreihe $We_{\text{nom}} =$

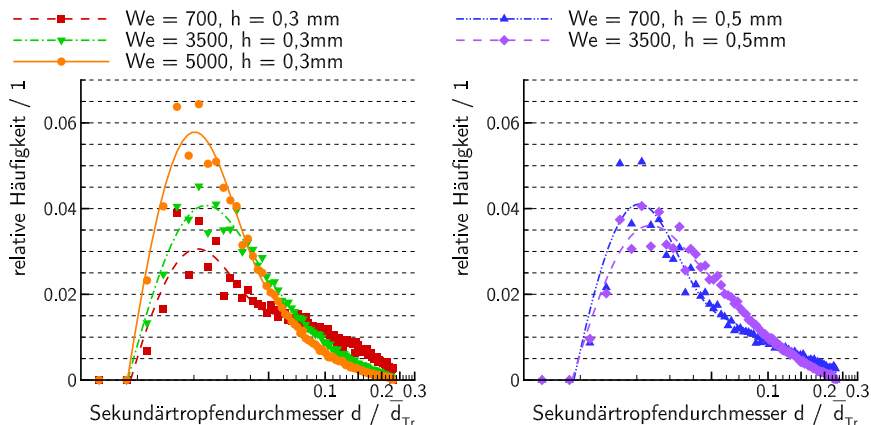


Abbildung 5.23: Relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser d/\bar{d}_{Tr} für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

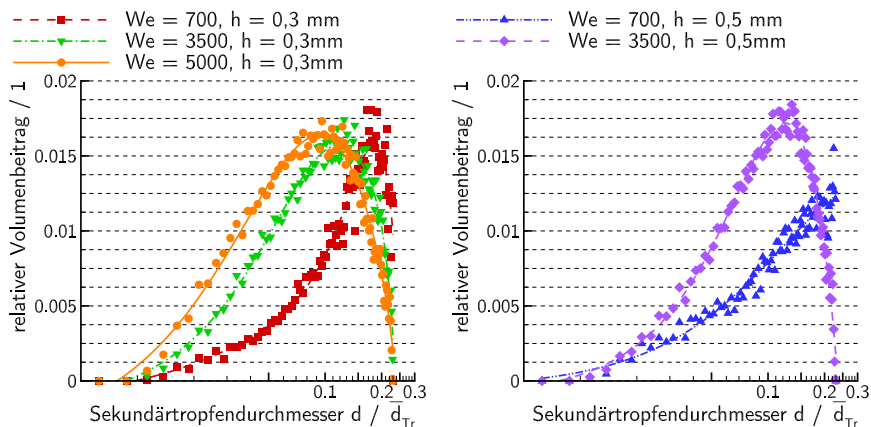


Abbildung 5.24: Relativer Volumenbeitrag jeder Durchmesserklasse d/\bar{d}_{Tr} zum Sekundär-volumen für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

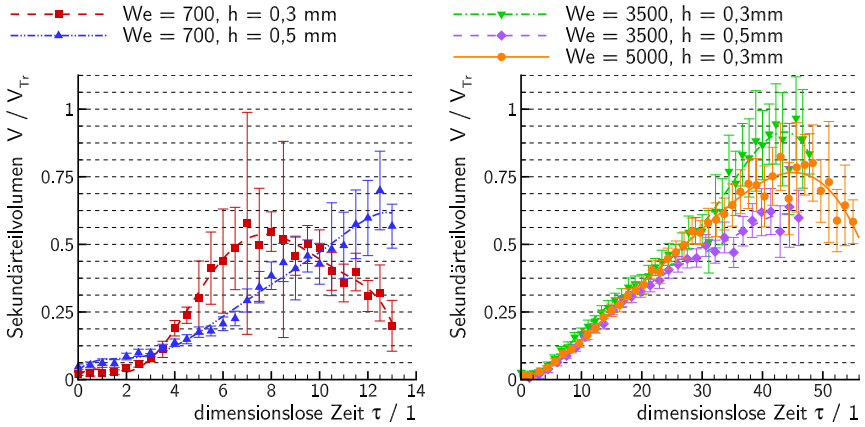


Abbildung 5.25: Zeitlicher Verlauf des Sekundärvolumens V_q/V_{Tr} für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

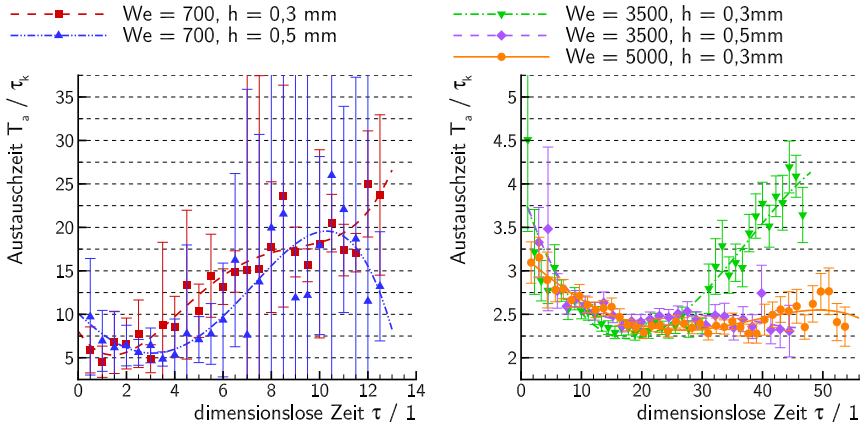


Abbildung 5.26: Zeitlicher Verlauf der ungefähren Austauschzeit T_a/τ_{kin} für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

Tabelle 5.11: Deponiertes Massenverhältnis $\eta = 1 - \eta'$ nach Gleichung (4.20).

We_{nom}	700	700	3500	3500	5.000
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	0,3	0,5	0,3	0,5	0,3
$\eta' / \%$	26 ± 5	31 ± 37	748 ± 21	644 ± 20	1017 ± 30
$\eta / \%$	74 ± 5	69 ± 37	-648 ± 22	-544 ± 23	-917 ± 30

$700, h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ist Abbildung 5.22 zu entnehmen. Die Tropfengeschwindigkeit reduziert sich gegen Ende der Aufzeichnung noch einmal stark. Für Messreihe $We_{\text{nom}} = 3.500, h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ist die Ursache für den starken Anstieg von $T_{a,q}$ ebenfalls aus Gleichung (4.16) abzuleiten. Die Konstellation der Tropfenposition, Flugrichtung und Fluggeschwindigkeit scheint in diesem charakteristischen Verlauf zu resultieren.

Auf Basis der dargestellten Ergebnisse können schließlich der Sekundärvolumenstrom $\dot{V}_q = dV/d\tau \approx V_q/T_{a,q}$ sowie durch Summation die gesamte Sekundärmasse ermittelt werden. Abbildung 5.27 zeigt den zeitlichen Verlauf des Sekundärvolumenstroms. Er steigt während des Zerfalls der Corona weiter an und fällt nach Erreichen eines Maximums wieder ab. Der Verlauf für Messreihe $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ erreicht im mittleren Zeitbereich ein Plateau und steigt gegen Ende der Aufzeichnungen stark an. Das bestätigt die unklare Datenlage für diese Messreihe. Abbildung 5.28 zeigt das zeitliche Anwachsen der Gesamtsekundärmasse für die Aufprallversuche bei benetzter Wand. In den frühen Phasen des Aufpralls nimmt die Sekundärmasse zunächst langsam und später nahezu linear zu. Das achsparallele Ausklingen der Kurven zeigt an, dass die späten Phasen des Aufpralls nur noch wenig Masse beitragen. Dem Kurvenverlauf für die Messreihe $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ fehlt hingegen die horizontale Tangente zum Ende des aufgezeichneten Messverlaufs. Ursächlich sind die zugehörigen Zeitverläufe in den Abbildungen 5.27 und 5.26. Die fortgepflanzte Messunsicherheit für $We_{\text{nom}} = 700, h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ist in Relation deutlich größer als für die übrigen Fälle. Das gilt auch für die nachfolgende Berechnung des deponierten Massenverhältnisses.

Das Gesamtergebnis für das deponierte Massenverhältnis η ist in Tabelle 5.11 dargestellt. Mit Zunahme der Aufprallweberzahl von $We_{\text{nom}} = 700$ über $We_{\text{nom}} = 3.500$ bis zu $We_{\text{nom}} = 5000$ nimmt das deponierte Massenverhältnis bei gleicher Filmdicke $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ stark ab und wird negativ. Die Zunahme der Filmdicke von $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ auf $h_{\text{nom}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ führt bei gleicher Aufprallweberzahl $We_{\text{nom}} = 3.500$ zu einer geringfügigen Zunahme des deponierten Massenverhältnisses. Für die geringen Aufprallweberzahlen bei $We_{\text{nom}} = 700$ fällt

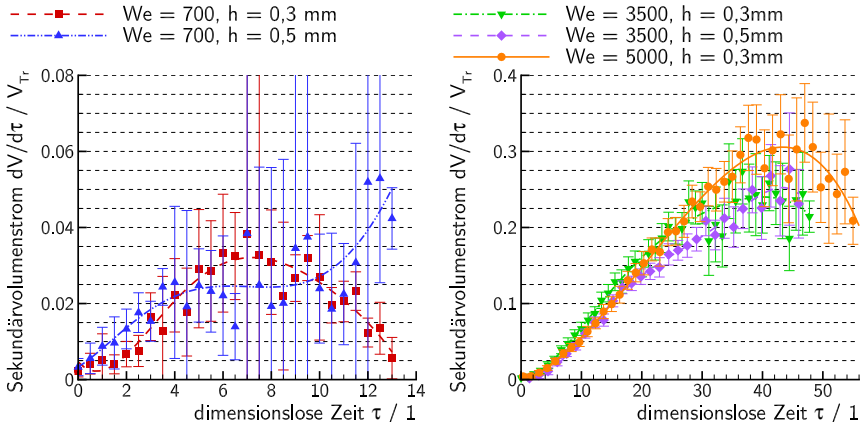


Abbildung 5.27: Zeitlicher Verlauf des Sekundär volumenstroms $dV/d\tau / V_{Tr}$ für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

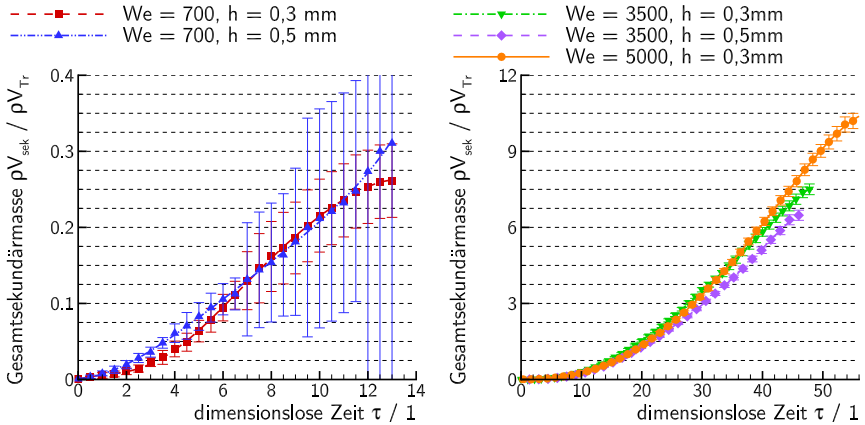


Abbildung 5.28: Zeitlicher Verlauf der kumulierten Sekundärmasse $\rho V_{sek} / \rho V_{Tr}$ für den Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand.

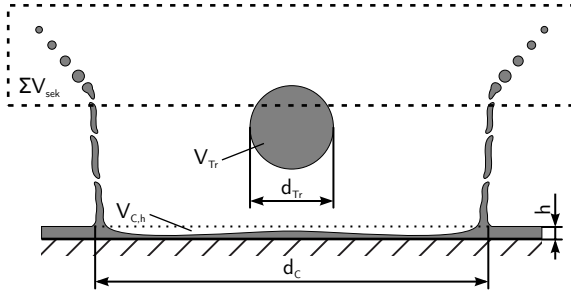


Abbildung 5.29: Primärtropfen mit Durchmesser d_{Tr} , der auf einen Film der Dicke h aufprallt. Beim Aufprall entsteht das gesamte Sekundärtröpfchen ΣV_{sek} . Die entstandene Corona hat einen Maximaldurchmesser d_C . Coronadurchmesser und ursprüngliche Filmdicke umschließen das Volumen $V_{C,h}$.

das deponierte Massenverhältnis η erheblich größer aus. Die Ergebnisse zeigen, dass bei geringen Filmdicken die Aufprallgeschwindigkeit den Ausschlag gibt, ob nur ein Bruchteil des Primärtropfens oder ein Vielfaches als Sekundärmasse freigesetzt wird. Ob dieses Ergebnis tatsächlich auf den dimensionslosen Parameter *Weberzahl* übertragbar ist, lässt sich ohne Variation anderer Einflussgrößen wie Primärtropfendurchmesser d_{Tr} , die Flüssigkeitsdichte ρ_{liq} oder die Grenzflächenspannung σ_{liq} jedoch nicht bestätigen.

Die Plausibilität der Ergebnisse für das deponierte Massenverhältnis ist anhand geometrischer Überlegungen abschätzbar. Diese sind Abbildung 5.29 dargestellt. Beim Tropfenaufprall wird eine bestimmte Anzahl von Sekundärtropfen erzeugt, die über den gesamten Aufprallvorgang hinweg das gesamte Sekundärtröpfchen V_{sek} ausmachen. Für die Erzeugung von Sekundärtropfen steht maximal die Flüssigkeitsmenge zur Verfügung, die sich aus dem fiktiven Volumen $V_{C,h} = \pi/4 d_C^2 h$ aus maximalem Coronadurchmesser und der Filmdicke sowie dem Primärtropfenvolumen $V_{Tr} = \pi/6 d_{Tr}^3$ ergibt. Es ist also

$$V_{sek} < V_{C,h} + V_{Tr} \text{ bzw.} \quad (5.2)$$

$$\frac{V_{C,h} + V_{Tr}}{V_{sek}} > 1,0 \quad (5.3)$$

zu erwarten. Für jede Messreihe kann der maximale Coronadurchmesser d_C während des Aufprallvorgangs stichprobenartig aus den Messbildern ermittelt werden. Anhand der ermittelten tatsächlichen Filmdicken h aus Tabelle 5.10 lässt sich das prinzipiell zur Bildung von Sekundärtropfen verfügbare Volumen ($V_{C,h} + V_{Tr}$) zum integrierten Sekundärtröpfchen V_{sek} ins Verhältnis setzen. Die Ergebnisse sind in

Tabelle 5.12: Abschätzung der verfügbaren Flüssigkeitsmenge zur Bildung von Sekundärtropfen. Anhand der dargestellten Verhältnisse lässt sich die Plausibilität der Ergebnisse für das deponierte Massenverhältnis überprüfen. Es sind We_{nom} die nominelle Weberzahl, h_{nom} die nominelle Filmdicke, n_{d_C} die Anzahl der Messwerte, d_C der ermittelte Coronadurchmesser, h die ermittelte Filmdicke, V_{Tr} das mittlere Primärtropfenvolumen, $V_{C,h} + V_{Tr}$ das gesamte verfügbare Volumen und V_{sek} das ermittelte Sekundärtropfenvolumen.

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{nom} / 10^{-3} \text{ m}$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$
$n_{d_C} / 1$	21	21	21	21	21
$d_C / 10^{-3} \text{ m}$	$14,5 \pm 0,2$	$14,2 \pm 0,1$	$18,3 \pm 0,2$	$19,5 \pm 0,4$	$19,3 \pm 0,3$
$h / 10^{-3} \text{ m}$	$0,33 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,02$
$V_{Tr} / 10^{-9} \text{ m}^3$	$10,5 \pm 0,04$	$10,6 \pm 0,03$	$9,8 \pm 0,07$	$10,1 \pm 0,17$	$10,0 \pm 0,05$
$(V_{C,h} + V_{Tr}) / 10^{-9} \text{ m}^3$	$64,6 \pm 2,3$	$95,4 \pm 3,9$	$70,3 \pm 5,2$	$139,7 \pm 7,7$	$121,4 \pm 6,5$
$V_{sek} / 10^{-9} \text{ m}^3$	$2,7 \pm 0,5$	$3,3 \pm 3,9$	$73,4 \pm 2,1$	$65,2 \pm 2,0$	$102,2 \pm 3,0$
$(V_{C,h} + V_{Tr}) / V_{Tr}$	6,1	9,0	7,2	13,8	12,1
V_{sek} / V_{Tr}	0,3	0,3	7,5	6,4	10,2
$(V_{C,h} + V_{Tr}) / V_{sek}$	23,5	29,1	1,0	2,1	1,2

Tabelle 5.12 dargestellt. Anhand der Werte aus Tabelle 5.12 zeigt sich, dass die in Gleichung (5.3) formulierte Bedingung weitestgehend erfüllt wird. Für die Messreihen $We_{nom} = 3.500$, $h_{nom} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und $We_{nom} = 5.000$, $h_{nom} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ wird der Wert von $(V_{C,h} + V_{Tr}) / V_{sek} > 1$ knapp erreicht. Es ist davon auszugehen, dass der fließende Flüssigkeitsfilm dieses Verhältnis beeinflusst. Die vorherrschende Dynamik des Films lässt sich jedoch nicht ad hoc abschätzen. Dies ist Gegenstand aktueller Forschung. Zusammengefasst erscheinen die Ergebnisse für die deponierte Masse η aus Tabelle 5.11 plausibel. Bei der durchgeführten Abschätzung wird die Flüssigkeitsmenge vernachlässigt, die in der Corona gebunden ist. Für weiterführende Untersuchungen ließe sich diese Flüssigkeitsmenge mit einem von Roisman u. Tropea (2002) veröffentlichten numerischen Verfahren berechnen.

5.4 Sensitivitätsanalyse

In diesem Abschnitt wird die Fehleranfälligkeit des entwickelten Auswerteverfahrens analysiert, um Hinweise auf Verbesserungsmöglichkeiten und deren Notwendigkeit zu erhalten. In einem ersten Schritt werden die Unsicherheiten und die Hebelarme untersucht, die sich aus den Vorschriften der Fehlerfortpflanzung ergeben. Im zweiten Schritt wird geprüft, ob und in welchem Maße der entwickelte

Auswertecode auf geänderte Eingabedaten aus dem primären Auswerteprogramm reagiert. Dazu werden ausgewählte Primärdaten bei der digitalen Bildverarbeitung mit anderen Parametern prozessiert. Diese Daten werden im Anschluss wie bisher mit dem Auswertecode weiterverarbeitet.

5.4.1 Einfluss der Unsicherheiten

Die Analyse der Unsicherheiten mit dem Ziel kritische Größen zu identifizieren, beschränkt sich auf die Auswertung der Sekundärmasse und der Größen, die mittel- und unmittelbar dazu benötigt werden. Die Sensitivität der dimensionslosen Kennzahlen und Primärtropfendaten wird im Hinblick auf die geringen Unsicherheitswerte in den Tabellen 5.6 und 5.9 nicht untersucht.

Die zeitliche Unterteilung des Aufprallvorgangs erfolgt gemäß Abschnitt 4.6 auf Basis der Aufprallzeit τ . Deren Unsicherheit ergibt sich aus der Güte der Kalibrierungsfunktion nach Gleichung (4.8). Sie liegt im Bereich $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95}\tau) = 10^{-5}$ und ist somit ca. eine Größenordnung kleiner als das charakteristische kinetische Zeitmaß τ_k . Die Unsicherheit ist klein genug, um lediglich direkt benachbarte Zeitintervalle zu beeinflussen. Da beim Tropfenaufprall jedoch keine abrupten Änderungen aufgelöst werden müssen, erscheint die Unsicherheit der Aufprallzeit unkritisch. Die Auswirkung dieser Unsicherheit ist insgesamt als diffus zu betrachten.

Das Sekundärvolumen V_j eines einzelnen Tropfens findet auf dem Weg über das Sekundärvolumen V_I in einem Bild und das mittlere Sekundärvolumen V_q eines Zeitintervalls Eingang in den Sekundärvolumenstrom \dot{V}_q . Hierzu wird zusätzlich die ungefähre Austauschzeit $T_{a,q}$ benötigt¹³. Das gesamte Sekundärvolumen V_{tot} wird durch numerische Integration des Sekundärvolumenstroms \dot{V}_q bestimmt, das schließlich im Verhältnis zum Primärtropfenvolumen V_{Tr} die insgesamt deponierte Masse η ergibt. Der skizzierte Rechenweg bietet hinreichend vielen Parametern die Möglichkeit, die Unsicherheit des deponierten Massenverhältnisses η zu beeinflussen. Die Einflüsse und Hebelarme der Teilunsicherheiten werden anhand der Bestimmungsgleichungen aus Abschnitt 4.9 sowie Anhang A.6 dargestellt und wenn möglich bewertet. Gleichungen ohne Gleichungsnummer entstammen zuvor genannten Textabschnitten.

Das Volumen eines einzelnen Sekundärtropfens V_j berechnet sich nach

$$V_j = \pi/6 d_j^3 ,$$

¹³vgl.. Abschnitt 4.9

es ist von der Größenordnung $\mathcal{O}(V_j) = 10^{-13}$. Die damit einhergehende Unsicherheit aufgrund systematischer Fehler δV_j lautet

$$\delta V = \frac{\pi}{2} d^2 \delta d = \frac{\pi}{2} d^2 \frac{a}{\sqrt{6}} .$$

Sie ist von der Größenordnung $\mathcal{O}(\delta V_j) = 10^{-14}$. Für das Volumen eines einzelnen Sekundärtropfens lässt sich keine Unsicherheit sV_j durch zufällige Fehler angeben. Das Sekundärvolumen V_I , das aus allen Tropfen ermittelt wird, die in einem Bild detektiert werden, beinhaltet bereits die vollumfängliche Extrapolation des Einzelvolumens der Sekundärtropfen unter Berücksichtigung der individuellen Schärfentiefe nach $\psi_j = \beta d_j$:

$$V_I = \pi \sum_{j=1}^{n_I} \frac{x_j - x_{\text{imp}}}{\beta d_j} V_j .$$

Gemäß dieser Gleichung hat der Extrapolationsfaktor $x_j - x_{\text{imp}} / \beta d_j$ den größten Einfluss auf das Ergebnis. Insgesamt beträgt die Größenordnung $\mathcal{O}(V_I) = 10^{-10}$. Die Unsicherheit durch systematische Fehler δV_I ergibt sich aus den Formalismen der Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned} (\delta V_I)^2 &= \left(V_I \frac{\delta \beta}{\beta} \right)^2 + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta} \right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(\frac{V_j}{d_j} \right)^2 \left((\delta x)^2 + (\delta x_{\text{imp}})^2 \right) + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta} \right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(V_j \frac{x_j - x_{\text{imp}}}{d_j} \frac{\delta d}{d_j} \right)^2 + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta} \right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(\frac{x_j - x_{\text{imp}}}{d_j} \delta V_j \right)^2 . \end{aligned}$$

Der erste und der dritte Term sind im Vergleich von untergeordneter Bedeutung. Aufgrund des Extrapolationsfaktors $(x_j - x_{\text{imp}}) (\beta d_j)^{-1}$ bzw. seiner Unsicherheit $\left((\delta x)^2 + (\delta x_{\text{imp}})^2 \right)^{1/2} (\beta d_j)^{-1}$ sind der zweite und der vierte Term maßgeblich für die Unsicherheit δV_I . Seine Größenordnung beträgt $\mathcal{O}(\delta V_I) = 10^{-12}$. Dieses Ergebnis geht zusammen mit der Unsicherheit sV_I aus zufälligen Fehlern in die Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95} V_q$ ein. Diese erreicht somit die Größenordnung $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95} V_q) = 10^{-11}$, während V_q selbst von Größenordnung $\mathcal{O}(V_q) = 10^{-10}$ ist.

5 Ergebnisse

Die letzte Größe, die zur Berechnung des Sekundär volumenstroms \dot{V}_q und damit zur Bestimmung des gesamten Sekundär volumens V_{tot} benötigt wird, ist die ungefähre Austauschzeit $T_{a,q}$. Der Wert der Austauschzeit hat üblicherweise einen Wert von $\mathcal{O}(T_{a,q}) = 10^{-4}$. Die Größenordnung ihrer Unsicherheit beläuft sich auf $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95} T_{a,q}) = 10^{-5}$. Die Größenordnung des Sekundär volumenstroms $\dot{V}_q = V_q T_{a,q}^{-1}$ liegt nach den Messergebnissen im Bereich $\mathcal{O}(\dot{V}_q) = 10^{-7}$. Seine Unsicherheit $\mathcal{U}_{95} \dot{V}_q$ kann mittels

$$\mathcal{U}_{95} \dot{V}_q = \sqrt{\left(\frac{\mathcal{U}_{95} V_q}{T_{a,q}}\right)^2 + \left(\dot{V}_q \frac{\mathcal{U}_{95} T_{a,q}}{T_{a,q}}\right)^2}$$

berechnet werden. Maßgeblich ist der erste Summand, der aufgrund der Unsicherheit des intervallspezifischen Volumens V_q die Größenordnung zu $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95} \dot{V}_q) = 10^{-7}$ festlegt. Beim Volumenstrom \dot{V}_q sind Wert und Unsicherheit von gleicher Größenordnung. Nach der numerischen Integration, also der gewichteten Summation der Beiträge, und der daraus abgeleiteten Unsicherheitsberechnung für die gesamte Sekundärmasse V_{tot} unterscheiden sich die Größenordnungen von Wert und Unsicherheit. Beim Tropfenaufprall auf die trockene Wand erreicht das Volumen, das in Form von Sekundärtropfen emittiert wird, die Größenordnung $\mathcal{O}(V_{\text{tot}}) = 10^{-9}$. Die zugehörige Unsicherheit ist von der Größenordnung $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95} V_{\text{tot}}) = 10^{-10}$ und somit eine Größenordnung kleiner. Für das deponierte Massenverhältnis η ergeben sich aus den Bestimmungsgleichungen (4.20) bzw. (A.47) die Größenordnungen $\mathcal{O}(\eta) = 10^{-1}$ und $\mathcal{O}(\mathcal{U}_{95} \eta) = 10^{-2}$.

Die dargestellten Zusammenhänge gelten sowohl für den trockenen als auch für den benetzten Tropfenaufprall. Tabelle 5.13 gibt die Unsicherheiten für den trocken Aufprall exemplarisch wieder. Beim benetzten Aufprall stellen sich die Teil- und Gesamtvolumina hinsichtlich des Verhältnisses der Größe zu ihrer Unsicherheit ähnlich ein.

Als maßgeblich für die Unsicherheit des deponierten Massenverhältnisses hat sich der Extrapolationsfaktor $(x_j - x_{\text{imp}})(\beta d_j)^{-1}$ erwiesen. Einerseits ist er für die Unsicherheit δV_j des Sekundärtropfenvolumens ein bedeutender Hebelarm, andererseits ist seine Unsicherheit $((\delta x)^2 + (\delta x_{\text{imp}})^2)^{1/2}(\beta d_j)^{-1}$ selbst von kritischer Größenordnung. Für eine Reduktion der Unsicherheit des deponierten Massenverhältnisses ist es in erster Linie notwendig, das Aufprallzentrum x_{imp} präzise zu rekonstruieren. Mit den vorliegenden Daten, die mit der gewählten Versuchsanordnung ermittelt wurden, kann das nur in gewissen Grenzen gelingen. Für ggf. nachfolgende Messungen ist es hilfreich, das Aufprallzentrum mit höherer Genauigkeit zu bestimmen. Vorschläge, wie dies erreicht werden kann, werden im nachfolgenden Kapitel 6 diskutiert.

Tabelle 5.13: Größenordnung der Werte und Unsicherheiten derjenigen Größen, die die Auswertung des deponierten Massenverhältnisses η betreffen. Repräsentative Darstellung am Beispiel des Tropfenaufpralls auf die trockene Wand.

Größe	Größenordnung \mathcal{O}	
	Wert	Unsicherheit \mathcal{U}_{95}
Tropfenposition x, y / m	10^{-2}	10^{-6}
Primärtropfendurchmesser d_{Tr} / m	10^{-3}	10^{-6}
Primärtropfengeschwindigkeit v_{Tr} / m/s	10^0	$10^{-2 \dots -1}$
Primärtropfenvolumen V_{Tr} / m ³	10^{-8}	10^{-10}
Charakteristisches kinetisches Zeitmaß τ_k / s	10^{-4}	10^{-7}
Sekundärtropfendurchmesser d_j / m	10^{-5}	$10^{-7 \dots -6}$
Sekundärtropfengeschwindigkeit v_j / m/s	10^1	10^{-1}
Sekundärtropfenvolumen V_j / m ³	10^{-13}	10^{-14}
Zeitversatz Frames Doppelbilder Δt / s	10^{-6}	10^{-7}
Proportionalitätsfaktor Schärfentiefe β / 1	10^0	10^{-4}
Lage Aufpralloberfläche y_{pad} / m	10^{-3}	10^{-6}
Tropfenabstand zum Aufprallzentrum $x - x_{imp}$ / m	10^{-2}	10^{-4}
Aufprallzeit τ / s	10^{-3}	10^{-4}
Austauschzeit $T_{a,q}$ / s	10^{-4}	10^{-5}
Sekundärvolumen Bild V_I / m ³	10^{-10}	10^{-12}
Sekundärvolumen Zeitintervall V_q / m ³	10^{-10}	10^{-11}
Sekundärvolumenstrom \dot{V}_q / m ³ /s	10^{-7}	10^{-7}
Gesamtsekundärvolumen V_{tot} / m ³	10^{-9}	10^{-10}
deponiertes Massenverhältnis η / 1	10^{-1}	10^{-2}

Erst wenn der Aufschlagsort der Primärtropfen genau bekannt ist, ist es lohnenswert, schrittweise die übrigen Unsicherheiten zu analysieren, um andere kritische Einflüsse zu identifizieren. Wahrscheinlich wird sich der Durchmesser unscharf abgebildeter Tropfen, der aus den Schattenbildern rekonstruiert wird, als Kandidat herausstellen.

5.4.2 Einfluss der Auswerteparameter

Eine Unsicherheitsquelle ist bislang noch nicht explizit behandelt worden. Abhängig von den Nutzereingaben im primären Auswerteprogramm *DaVis ParticleMaster* werden die gleichen Tropfen mit unterschiedlichem Ergebnis detektiert. Das betrifft sowohl die Primär- als auch die Sekundärtropfen. Die Positionen von

Tropfen können mit guter Vergleichbarkeit reproduziert werden. Bei der Quantifizierung der Durchmesser ist das Ergebnis für Tropfen, die nicht exakt in der Fokusebene liegen, jedoch stark von den Auswerteparametern abhängig. Das macht sich ebenfalls bemerkbar, wenn einzelne Tropfen ellipsoide Form angenommen haben, für die ein äquivalenter Durchmesser bestimmt werden soll. Für die Geschwindigkeiten ergeben sich wieder gute Übereinstimmungen, da deren Bestimmung auf PIV-Algorithmen zurückgreift, die weitestgehend ohne Identifikation von Partikeln auskommt. Es findet lediglich ein Größenvergleich der Tropfen statt, deren Schattenflächen miteinander korreliert werden. Dieser Schritt ist notwendig, da die Partikeldichte bei der Shadowgraphie sehr viel geringer ist als bei der PIV.

Die Wahl der Auswerteparameter kann losgelöst von der Bildaufzeichnung erfolgen, sodass mit entsprechender Geduld ein optimaler Parametersatz gefunden werden kann. In der Regel werden die Parameter jedoch nur an einer Hand voll Bildern exemplarisch getestet, bevor die Gesamtheit der Messaufnahmen automatisch prozessiert wird. Die genannte Sensitivität wurde im Rahmen dieser Arbeit für den trockenen und den benetzten Aufprall anhand zweier unabhängig erstellter Parametersätze untersucht. Als Folge davon muss für jeden Satz eine zusätzliche Depth-of-Field Kalibrierung nach Abschnitt 3.4.4 durchgeführt werden. Der resultierende Proportionalitätsfaktor β und die resultierende Auswerte-Schärfentiefe ψ sind für jeden Parametersatz individuell. Es sei daran erinnert, dass der Proportionalitätsfaktor ausschlaggebend ist für die umfängliche Extrapolation der Sekundärmasse und damit für das deponierte Massenverhältnis.

Der Einfachheit halber seien die Auswerteparametersätze anhand der DoF Kalibrierungen mit der Kennzeichnung (1) und (2) unterschieden: Es benennt (1) die Parametersätze, der in den Abschnitten 5.2.3 bzw. 5.3.3 für den trockenen bzw. benetzten Aufprall verwendetet wurden und (2) die alternativen Parametersätze zum Vergleich. Da die DoF-Kalibrierung ein Resultat der Nutzervorgaben ist, würde es viel Geduld erfordern, einen bestimmten Proportionalitätsfaktor β einzustellen. Auf diese Mühe wird im Rahmen der Sensitivitätsanalyse verzichtet. Von einer vollständigen Zweitauswertung aller Daten wird ebenfalls Abstand genommen. Es werden beim trockenen Aufprall sowie beim benetzten Aufprall auf einen $h_{\text{nom}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ dicken Film exemplarisch die Aufprallweberzahlen $We_{\text{nom}} = 3.500$ sowie $We_{\text{nom}} = 5.000$ untersucht. Die Ergebnisse des primären Auswerteprogramms werden zur weiteren Auswertung dem *Matlab*-Code übergeben und prozessiert. Die Unterschiede werden im Folgenden gezeigt.

In den Abbildungen 5.30 und 5.31 ist die Anzahl der zur Auswertung verwendeten Bilder dargestellt. Während sich beim trockenen Aufprall die Datenlage im Vergleich kaum ändert, hängt die Anzahl von Bildern mit Tropfeninformation beim benetzten Aufprall stark von der Variation der Auswerteparameter ab.

In Abbildung 5.32 ist der Vergleich der relativen Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser über den gesamten Aufprallvorgang für den trockenen Aufprall dargestellt, wie er sich mit den unterschiedlichen Auswerteparametern ergibt. Die Maxima und die Schwerpunkte der Verteilung verschieben sich zu größeren Durchmessern hin. Zudem fallen für die DoF 2 die Maxima weniger ausgeprägt aus, sodass sich das Spektrum etwas verbreitert und der horizontale Auslauf der Verteilung ebenfalls erst bei größeren Durchmessern erfolgt.

Für die Volumenbeiträge zum insgesamt detektierten Volumen, das sich aus den Durchmesserklassen zusammensetzt, ist beim trockenen Aufprall der gleiche Trend zu erkennen: Die Maxima der Verläufe reduzieren und verschieben sich wie die Schwerpunkte der Verläufe zu größeren Durchmessern, wenn der zweite Satz Auswerteparameter verwendet wird. Die Kurvenverläufe sind in Abbildung 5.33 dargestellt.

Auch beim Einzeltropfenaufprall auf die benetzte Wand führen die veränderten Auswerteparameter zu einem Versatz der Maxima der relativen Häufigkeitsverteilungen der Sekundärtropfendurchmesser hin zu größeren Durchmessern. Gleichzeitig gehen die Maximalwerte zurück, was zu einer Verbreiterung der Spektren führt. Der entsprechende Verlauf ist in Abbildung 5.34 zu verfolgen. Die Volumenbeitragsverteilung der Vergleichsfälle beim benetzten Aufprall behalten ihre Maxima auf gleichem Niveau, sie verschieben sich jedoch hin zu größeren Durchmessern. Dies ist in Abbildung 5.35 nachzuvollziehen.

Der zeitliche Verlauf des Volumenstroms \dot{V}_q , den die Sekundärtropfen auf ihrer Passage durch das Messvolumen verursachen, reagiert für die beiden ausgewählten Messreihen des trockenen Aufpralls unterschiedlich. Während sich die Verläufe für die Messreihe $We_{nom} = 3.500$ ähnlich sind, fallen sie für die Messreihe $We_{nom} = 5.000$ deutlich verschieden aus. Darüber hinaus wird für DoF 2 jeweils ein geringerer Maximalwert für \dot{V}_q erreicht, obwohl für DoF 2 die Volumenbeitragsverteilung bei größeren Sekundärtropfen ihr Maximum haben als für DoF 1. Die entsprechenden Kurven sind in Abbildung 5.36 wiedergegeben. Im Vergleich der kumulierten Sekundärmasse, setzt sich fort, was der Zeitverlauf des Volumenstroms angedeutet hat. Für $We_{nom} = 3.500$ fallen die Verläufe bei den unterschiedlichen Auswerteparametern ähnlich aus, bei $We_{nom} = 5.000$ werden hingegen mit dem zweiten Parametersatz beinahe nur 50% der Sekundärmasse erreicht wie mit dem ersten Parametersatz. In Abbildung 5.37 ist dies nachvollziehbar. In Tabelle 5.14 schließlich ist das deponierte Massenverhältnis η dargestellt, das sich mit den gewählten Parametern ermitteln lässt. Des Weiteren sind die Unterschiede der Primärtropfencharakteristik wiedergegeben. Insgesamt ergibt sich kein eindeutiges Bild aus diesen Daten für den trockenen Aufprall. Zum Teil fallen bei DoF 2 die Unsicherheiten größer aus als bei DoF 1 und zum Teil geringer, jedoch ist das deponierte Massen-

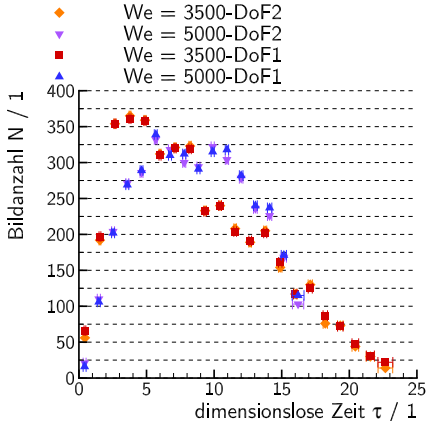


Abbildung 5.30: Datenbasis beim Aufprall auf die trockene Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter. Die horizontalen Fehlerbalken geben Aufschluss über die Unsicherheit der dimensionslosen Aufprallzeit τ .

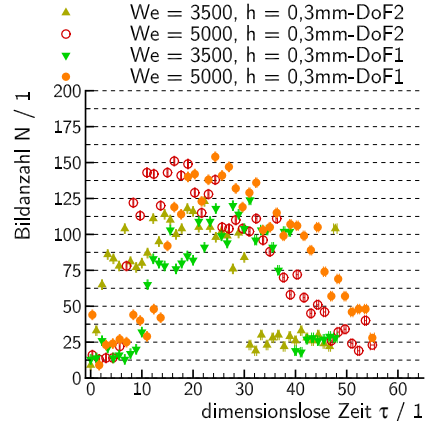


Abbildung 5.31: Datenbasis beim Aufprall auf die benetzte Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter. Die horizontalen Fehlerbalken geben Aufschluss über die Unsicherheit der dimensionslosen Aufprallzeit τ .

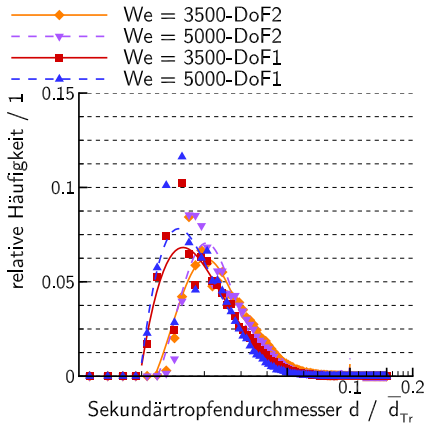


Abbildung 5.32: Relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser d/\bar{d}_{Tr} beim Aufprall auf die trockene Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

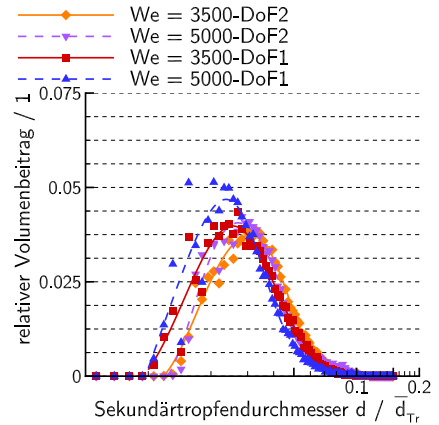


Abbildung 5.33: Relativer Volumenbeitrag jeder Durchmesserklasse d/\bar{d}_{Tr} zum Sekundärvolumen beim Aufprall auf die trockene Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

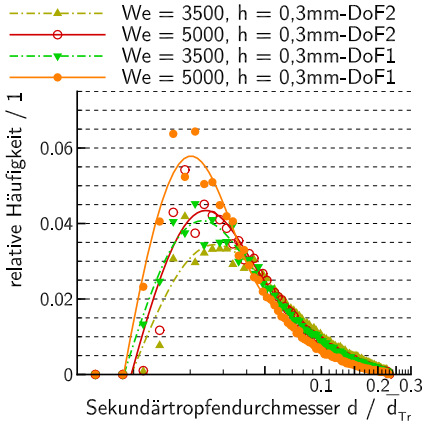


Abbildung 5.34: Relative Häufigkeitsverteilung der Sekundärtropfendurchmesser d/\bar{d}_{Tr} beim Aufprall auf die benetzte Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

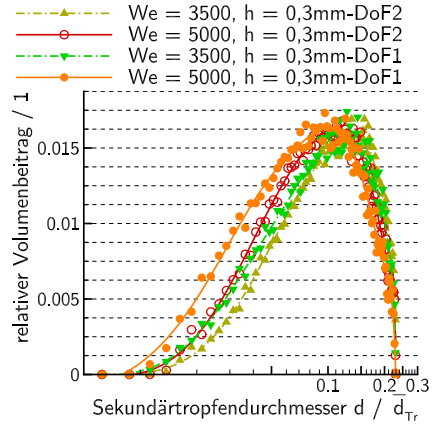


Abbildung 5.35: Relativer Volumenbeitrag jeder Durchmesserklasse d/\bar{d}_{Tr} zum Sekundärvolumen beim Aufprall auf die benetzte Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

verhältnis von vergleichbarer Größenordnung. Es bleibt beim trockenen Aufprall der Trend erhalten, dass mit steigender Aufprallgeschwindigkeit ein größerer Anteil der ursprünglichen Primärtropfenmasse auf der Aufprallobfläche verbleibt.

Im Falle des Tropfenaufpralls auf die benetzte Wand ergibt sich beim Vergleich der Ergebnisse in Abbildung 5.38 für die unterschiedlichen Auswerteparameter ein klareres Bild: Die Verläufe des Volumenstroms \dot{V}_q , den die Sekundärtropfen auf ihrer Passage durch das Messvolumen verursachen, fallen bei beiden Messreihen beinahe zusammen. Auch das kumulierte Sekundärvolumen stimmt bei diesem Vergleich gut überein. Die entsprechenden Kurvenverläufe sind in Abbildung 5.39 abgedruckt. Das deponierte Massenverhältnis, das sich beim benetzten Aufprall ergibt, stimmt im Vergleich besser überein als beim trockenen Aufprall. Der Tabelle 5.15 ist zu entnehmen, dass auch die Unsicherheiten der übrigen Ergebnisse im Vergleich geringer oder gleich ausfallen. Einzig der für $We_{nom} = 3.500, h_{nom} = 0,310^{-3}$ m ermittelte mittlere Primärtropfendurchmesser weicht für DoF 2 deutlich von dem für DoF 1 ab.

Bei der Untersuchung des Einflusses der Auswerteparameter auf die Ergebnisse ergibt sich kein eindeutiger Trend. Zwar stimmen die ermittelten Geschwindigkeitsverläufe (nicht dargestellt) sehr gut überein, aber die Bestimmung von Größen

5 Ergebnisse

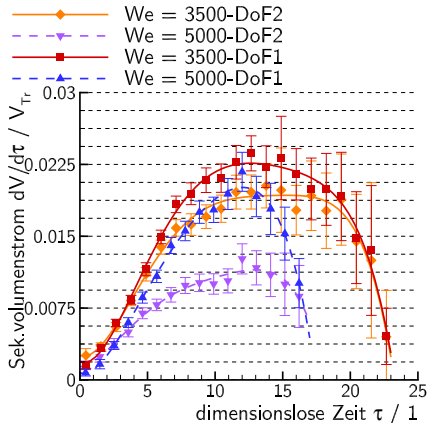


Abbildung 5.36: Zeitlicher Verlauf des Sekundär volumenstroms $dV/dt/V_{Tr}$ beim Aufprall auf die trockene Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

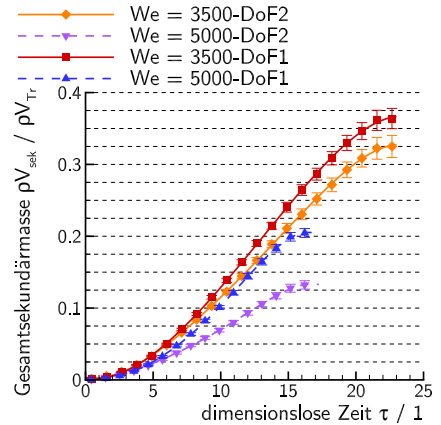


Abbildung 5.37: Zeitlicher Verlauf der kumulierten Sekundärmasse $\rho V_{sek}/\rho V_{Tr}$ beim Aufprall auf die trockene Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

Tabelle 5.14: Ergebnisvergleich in Abhängigkeit der gewählten Auswerteparameter. Nominelle Weberzahl We_{nom} , Proportionalitätsfaktor β der DoF-Kalibrierung, mittlerer Primärtropfendurchmesser d_{Tr} , mittlere Aufprallgeschwindigkeit der Primärtropfen v_{imp} , Intervallbreite $\Delta\tau_q$ der zeitlichen Diskretisierung, charakteristisches kinetisches Zeitmaß τ_k , Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ der Aufprallzeit, kumulierte Sekundärmasse η' und deponiertes Massenverhältnis η für den trockenen Aufprall.

We_{nom}	3.500	3.500	5.000	5.000
Parametersatz	1	2	1	2
$\beta / 1$	$8,49 \pm 0,0007$	$8,13 \pm 0,0007$	$8,49 \pm 0,0007$	$8,13 \pm 0,0007$
$d_{Tr} / 10^{-3} \text{ m}$	$2,70 \pm 0,01$	$2,70 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,01$	$2,70 \pm 0,01$
$v_{imp} / \text{ m/s}$	$9,65 \pm 0,08$	$9,65 \pm 0,08$	$11,64 \pm 0,11$	$11,62 \pm 0,11$
$\Delta\tau_q / 10^{-6} \text{ s}$	310,7	311,2	242,7	244,4
$\tau_k / 10^{-6} \text{ s}$	$279,6 \pm 0,4$	$280,1 \pm 0,4$	$230,6 \pm 0,5$	$232,1 \pm 0,5$
$\mathcal{U}_{95}\tau / 10^{-6} \text{ s}$	18,4 ... 154,3	18,3 ... 151,8	24,4 ... 101,0	24,7 ... 97,1
$\eta' / \%$	36 ± 2	32 ± 2	20 ± 1	13 ± 1
$\eta / \%$	64 ± 2	68 ± 2	80 ± 1	87 ± 1

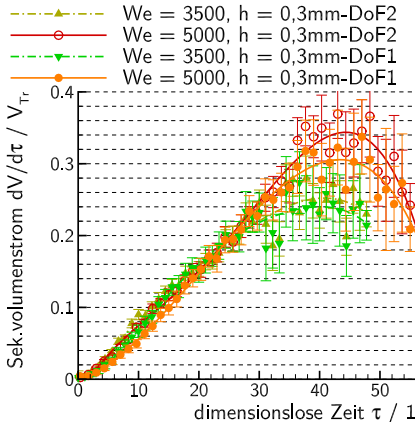


Abbildung 5.38: Zeitlicher Verlauf des Sekundärvolumenstroms $dV/d\tau/V_{Tr}$ beim Aufprall auf die benetzte Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

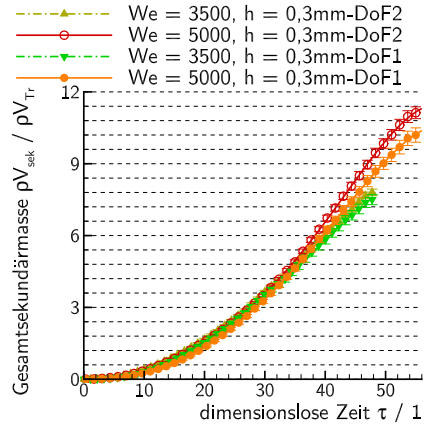


Abbildung 5.39: Zeitlicher Verlauf der kumulierten Sekundärmasse $\rho V_{sek}/\rho V_{Tr}$ beim Aufprall auf die benetzte Wand in Abhängigkeit der Auswerteparameter.

Tabelle 5.15: Ergebnisvergleich in Abhängigkeit der gewählten Auswerteparameter. Nominelle Weberzahl We_{nom} , nominelle Filmdicke h_{nom} , Proportionalitätsfaktor β der DoF-Kalibrierung, mittlerer Primärtropfendurchmesser d_{Tr} , mittlere Aufprallgeschwindigkeit der Primärtropfen v_{imp} , Intervallbreite $\Delta\tau_q$ der zeitlichen Diskretisierung, charakteristisches kinetisches Zeitmaß τ_k , Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\tau$ der Aufprallzeit, kumulierte Sekundärmasse η' und deponiertes Massenverhältnis η für den benetzten Aufprall.

We_{nom}	3.500	3.500	5.000	5.000
$h_{nom} / 10^{-3} \text{ m}$	$0,3 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,02$
Parametersatz	1	2	1	2
$\beta / 1$	$4,57 \pm 0,0003$	$7,76 \pm 0,0002$	$4,57 \pm 0,0003$	$7,76 \pm 0,0002$
$d_{Tr} / 10^{-3} \text{ m}$	$2,66 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,01$	$2,68 \pm 0,01$
$v_{imp} / \text{ m/s}$	$9,58 \pm 0,09$	$9,58 \pm 0,09$	$11,57 \pm 0,10$	$11,58 \pm 0,10$
$\Delta\tau_q / 10^{-6} \text{ s}$	308,3	310,4	308,4	309,2
$\tau_k / 10^{-6} \text{ s}$	$277,5 \pm 0,7$	$279,4 \pm 0,7$	$231,3 \pm 0,4$	$231,9 \pm 0,4$
$\mathcal{U}_{95}\tau / 10^{-6} \text{ s}$	20,9 ... 99,1	21,0 ... 95,7	17,2 ... 92,0	16,9 ... 92,2
$\eta' / \%$	748 ± 21	779 ± 14	1018 ± 30	1111 ± 25
$\eta / \%$	-648 ± 22	-679 ± 15	-918 ± 30	-1011 ± 25

5 Ergebnisse

auf Basis ermittelter Durchmesser ist stark abhängig von den Nutzereingaben. Es lässt sich jedoch ein grob vergleichbares deponiertes Massenverhältnis ermitteln. Im folgenden Kapitel werden die dargestellten Ergebnisse mit Werten aus der Literatur verglichen, um die gewonnenen Erkenntnisse im Gesamtkontext einordnen zu können.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der senkrechte Aufprall einzelner Wassertropfen auf glatte, ebene Wände experimentell untersucht und sowohl qualitativ als auch quantitativ ausgewertet. Ziel der Messungen war es, die beim Aufprall entstehenden Sekundärtropfen im Detail zu charakterisieren und das deponierte Massenverhältnis η zu bestimmen. Im Gesamtkontext sind die durchgeführten Untersuchungen im Bereich der Kraftfahrzeugaerodynamik und -verschmutzung einzuordnen. Um eine Spanne kraftfahrzeugrelevanter Bedingungen herzustellen, wurden systematisch Aufprallgeschwindigkeit und Benetzungszustand der Aufpralloberfläche verändert. Die Parametervariationen wurden mit Hilfe eines Schwungrads realisiert, an dem unterschiedliche Aufprallkörper befestigt waren. Während die Drehgeschwindigkeit des Schwungrads für die Änderung der Aufprallgeschwindigkeit verantwortlich war, wurde durch Wahl und Modifikation des Aufprallkörpers der Aufprall auf trockene sowie benetzte Wände ermöglicht. Die Größe der Tropfen sowie die gewählte Flüssigkeit (Wasser) wurden in den Experimenten konstant gehalten. Die Tropfengröße betrug über alle Messreihen hinweg $2,69 \text{ mm} \pm 0,04 \text{ mm}$. Die Parametervariationen spiegeln sich in den dimensionslosen Kennzahlen wieder, die in der Regel für den Tropfenaufprall herangezogen werden. Diese sind die Weberzahl We , die Reynoldszahl Re sowie der Parameter K . Die Ohnesorgezahl Oh war infolge der geringfügigen Schwankungen der Umgebungsbedingungen für alle Messreihen nahezu konstant. Zur Unterscheidung der Parametervariationen wurde im Rahmen dieser Arbeit die nominelle Aufprallweberzahl We_{nom} verwendet. Deren Änderung beruhte ausschließlich auf der Variation der Aufprallgeschwindigkeit. Im Einzelnen gibt Tabelle 6.1 Aufschluss über die durchgeführten Messreihen.

Bei den Messungen kamen zwei hochauflösende Laser-Kamera-Systeme zum Einsatz, mit denen Shadowgraphie-Bilder der Aufprallvorgänge digital aufgezeichnet wurden. Das erste System lieferte Informationen über die Primärtropfen und das zweite über den Aufprallvorgang selbst. Die Messungen erfolgten phasenstarr unter systematischer Variation des Zeitpunkts t^g , zu dem die Primärtropfen generiert wurden. Nach Abschluss der Messungen wurden die aufgenommenen Shadowgraphie-Bilder mittels digitaler Bildverarbeitung ausgewertet. Ein kommerzielles primäres Auswerteprogramm hat die Tropfen in den Messbildern detektiert und Merkmale wie Position, Größe und Geschwindigkeit sowohl für die Primär- als

Tabelle 6.1: Übersicht über die durchgeführten Messreihen. Unterscheidung der Messreihen anhand der nominellen Weberzahl We_{nom} und der nominellen Filmdicke h_{nom} .

Messungen mit qualitativer und quantitativer Auswertung				
We_{nom}	700	3.500	5.000	10.000
$h_{nom} / \text{ mm}$		0,0	0,0	0,0
	0,3	0,3	0,3	
	0,5	0,5		
Messungen mit rein qualitativer Auswertung				
We_{nom}	12.500	15.000	17.5000	20.000
$h_{nom} / \text{ mm}$	0,0	0,0	0,0	0,0

auch für die Sekundärtropfen ausgegeben. Zur weiteren Analyse wurden diese Informationen an den Auswertecode weitergereicht, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

Die beim Tropfenaufprall entstehenden Sekundärtropfen wurden im Detail studiert. Aus den gewonnenen Daten konnte die zeitliche Entwicklung von Position, Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen rekonstruiert werden. Schließlich wurde das deponierte Massenverhältnis η abgeleitet. Dieses gibt Aufschluss darüber, welcher Anteil des Primärtropfens nach dem Aufprall auf der Oberfläche zurückbleibt. Die Bestimmung erfolgte indirekt, indem die Gesamtmasse aller Sekundärtropfen aus den Messbildern ermittelt und über der Zeit integriert wurde. Die Plausibilität dieser Ergebnisse wurde insoweit bestätigt, als dass nie mehr Flüssigkeit in Form von Sekundärtropfen detektiert wurde, als jeweils in Form des Primärtropfens bzw. des Flüssigkeitsfilms zur Verfügung stand. Ferner wurde der Einfluss von Messfehlern und der nutzerabhängigen Wahl der Auswerteparameter auf das Gesamtergebnis analysiert. Im Folgenden werden die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse diskutiert und wenn möglich mit Daten aus in Kapitel 2 genannter Literatur verglichen.

6.1 Ergebnisdiskussion

Ein wesentliches Ergebnis der vorliegenden Arbeit ist die Rekonstruktion des Zeitverlaufs von Größe und Geschwindigkeit der Sekundärtropfen. Es zeigt sich, dass die Bewegungsgeschwindigkeit der Sekundärtropfen im Messvolumen im Verlauf

der Zeit abnimmt. Betrachtet man den Energiehaushalt des Aufprallvorgangs, erscheint dieses Ergebnis plausibel. Während des Aufpralls dissipiert die ursprünglich verfügbare kinetische Energie des Primärtropfens größtenteils infolge viskoser Reibung. Ein weiterer Teil wird bei der Bildung der Corona in Oberflächenenergie umgewandelt. Auch die Abschnürung von Sekundärtropfen erfordert aufgrund der Erzeugung neuer Oberflächen einen Anteil der verfügbaren Energie. Nicht zuletzt wird Energie zur Beschleunigung der Sekundärtropfen benötigt. Der in den Messungen gefundene Zeitverlauf legt nahe, dass auch der aerodynamische Widerstand der Sekundärtropfen deutlich zur Geschwindigkeitsreduktion beiträgt. Die Frage, zu welchem Anteil die einzelnen Mechanismen für die gesamte, in den Messungen festgestellte Abnahme der Fluggeschwindigkeit der Sekundärtropfen verantwortlich sind, kann mit den vorliegenden Daten nicht abschließend beantwortet werden. Hierzu wären Messungen nötig, die den Bereich um die Corona räumlich höher auflösen. Hinsichtlich der Sekundärtropfengröße ist bei allen Messreihen unabhängig vom Benetzungszustand der Aufpralloberfläche ein vergleichbares Zeitverhalten zu finden. Mit Fortschreiten des Aufprallvorgangs nimmt der in den Bildern detektierte Tropfendurchmesser zu. Auf Basis der energetischen Betrachtung ist dies schlüssig, da die Ausformung eines größeren Tropfens weniger neue Oberflächenenergie bindet als die Ausformung zweier kleinerer Tropfen mit gleichem Gesamtvolumen. Zu späten Stadien hin verringert sich die zur Verfügung stehende Restenergie und größere Tropfen entstehen. Mit dem Zerfall der Corona werden die letzten Sekundärtropfen produziert.

Der Zeitverlauf des Sekundärtropfendurchmessers lässt sich mit Daten von Cossali u. a. (2004) vergleichen, die ebenfalls einen Anstieg des Sekundärtropfendurchmessers mit der Zeit beobachten. Dort wird zur Beschreibung der Ergebnisse das Potenzgesetz $d/d_{\text{Tr}} = q\tau^m$ verwendet. Der Zeitverlauf der Sekundärtropfen, die bei Cossali u. a. (2004) aus dem Aufprall von Wassertropfen mit einer Aufprallweberzahl von $We = 667$ resultieren, lässt sich mit dem Exponenten $m = 0,56$ beschreiben, und für die Weberzahl $We = 842$ wird der Exponent $m = 0,67$ gefunden. Der Exponent steigt für unterschiedliche Filmdicken mit der Weberzahl an. Ein solches Fazit kann auf der Basis der vorliegenden Experimente nicht gezogen werden. Wie Abbildung 6.1 verdeutlicht, haben die Verläufe der Ausgleichsfunktionen unabhängig von der Filmdicke und der Aufprallgeschwindigkeit Exponenten zwischen $m = 0,4$ und $m = 0,5$. Während der Exponent bei der Weberzahl $We_{\text{nom}} = 700$ gut mit den Ergebnissen von Cossali u. a. (2004) übereinstimmt, unterscheidet sich die extrapolierte Entwicklung des Exponenten mit steigender Weberzahl von den vorliegenden Ergebnissen.

Für den Geschwindigkeitsverlauf der Sekundärtropfen finden sich in der Literatur keine geeigneten Vergleichsmöglichkeiten. Zwar geben Mundo u. a. (1995) Ge-

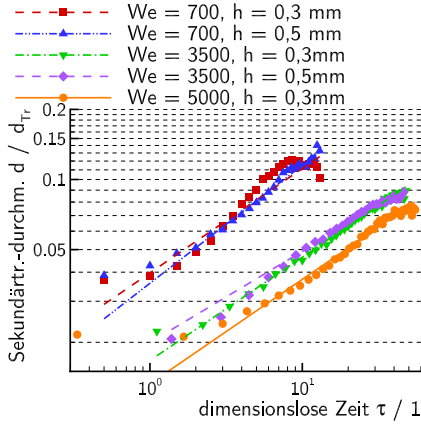


Abbildung 6.1: Beschreibung der Sekundärtropfengröße durch $d/d_{Tr} = q\tau^m$ in Anlehnung an Cossali u. a. (2004).

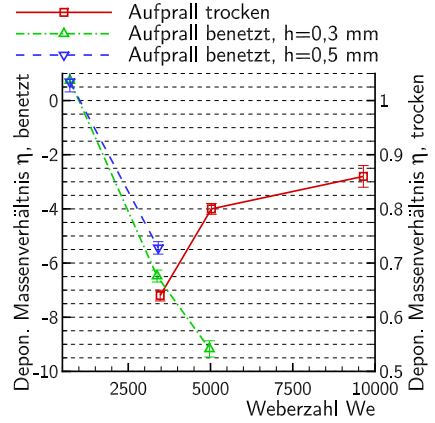


Abbildung 6.2: Verlauf des deponierten Massenverhältnisse η über der Aufprallweberzahl We für alle durchgeführten Messreihen.

schwindigkeitsverteilungen von Sekundärtropfen an, jedoch als integralen Wert für den Aufprall von Sprays. In der Arbeit von Reske (1987) wird der Aufprall einzelner Flüssigkeitstropfen auf einen bewegten Flüssigkeitsfilm untersucht, aber Angaben über die Tropfengeschwindigkeit ließen sich allenfalls aus der Flugweite ableiten, die die Sekundärtropfen zurücklegen.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Ergebnisse für das deponierte Massenverhältnis lassen sich in geringem Umfang mit der Literatur in Übereinstimmung bringen. Die untersuchten Parameterbereiche unterscheiden sich zu weiten Teilen. Einzig die Messungen bei $We_{nom} = 700$ mit benetztem Aufprall sind mit Messungen von Cossali u. a. (2004) vergleichbar. Dort stehen jedoch die Zeitverläufe des Aufprallvorgangs im Fokus. Abbildung 6.2 zeigt den Verlauf des deponierten Massenverhältnisses η für alle durchgeführten Messreihen. Beim trockenen Aufprall nimmt η mit steigender Aufprallgeschwindigkeit zu. Ein von Mundo u. a. (1994) gefundenes Potenzgesetz für den trockenen Aufprall ist für den Wertebereich der vorliegenden Messungen nicht gültig. Die dargestellten Daten lassen sich jedoch extrapolieren. Im Fall des trockenen Aufpralls würde der Tropfen für einen K -Parameter ab $K \approx 250$ vollständig deponiert ($\eta = 1$). Dieses Ergebnis kann mit den Daten dieser Arbeit nicht bestätigt werden. Generell nimmt das deponierte Massenverhältnis mit steigender Aufprallgeschwindigkeit zu. Bei der Messreihe $We_{nom} = 10.000$ erreicht es für $K = 1.414$ den maximalen Wert von $\eta = 0,86$.

Für die beiden untersuchten Filmdicken bei $We_{nom} = 3.500$ zeigen sich in Abbildung 6.2 im Vergleich geringe Unterschiede beim deponierten Massenverhältnis η . Dennoch nimmt η beim benetzten Aufprall für die untersuchten Filmdicken mit steigender Filmdicke zu. Den größeren Einfluss auf den Aufprallverlauf hat indes die Aufprallgeschwindigkeit. Diese Erkenntnis stimmt mit den Beobachtungen von Cossali u. a. (2004) überein. Samenfink (1997) trägt den Verlauf des deponierten Massenverhältnisses η für den benetzten Aufprall als Funktion des dimensionslosen Scharparameters $s_{KD} = 1/24 Re Oh^{0,8378}$ auf. Er stellt ebenfalls fest, dass η mit steigender Benetzungsfilmdicke zunimmt. Samenfink u. a. (1999) leiten aus ihren Ergebnissen Korrelationen ab, die für den Bereich $0,3 < h/d_{Tr} < 3,0$ sowie für $1,0 < s_{KD} < 5,0$ gültig sind. Dieser Wertebereich liegt außerhalb der Parameter der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Der extrapolierte Verlauf des deponierten Massenverhältnisses η bleibt bei Samenfink u. a. (1999) mit Zunahme des Scharparameters positiv. In den vorliegenden Messungen ist das deponierte Massenverhältnis beim benetzten Aufprall nur bei $We_{nom} = 700$ positiv. Für die höheren Weberzahlen ergibt sich für η ein negatives Vorzeichen. Es wird beim Aufprall ein Vielfaches des ursprünglichen Primärtropfenvolumens aus dem Benetzungsfilm herausgerissen. Macklin u. Metaxas (1976) finden beim Aufprall auf einen $h/d_{Tr} = 0,4$ dicken Flüssigkeitsfilm für $We \approx 400$ ein deponiertes Massenverhältnis im Bereich $-4 < \eta < -2$. Auch Reske (1987) dokumentiert deponierte Massenverhältnisse mit negativem Vorzeichen. Er trägt η über der aerodynamischen Reynoldszahl auf und findet im Bereich $1.000 < Re_{ae} < 4.000$ Werte von $\eta < 0$. Der Minimalwert beträgt $\eta \approx -1.25$. In den vorliegenden Messungen liegt die aerodynamische Reynoldszahl bei den benetzten Untersuchungen im Bereich $780 < Re_{ae} < 2.000$, und das deponierte Massenverhältnis erreicht Werte von $\eta \ll -2.0$. Weiterhin stellt Reske (1987) in seinen Untersuchungen die Abnahme von η mit steigender Filmdicke fest. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu den vorliegenden Messungen und denen von Samenfink (1997) und Samenfink u. a. (1999).

Wie in Kapitel 2 dargestellt ist, wird in der Literatur zwischen den Aufprall-Szenarien *Corona* und *Prompt Splashing* unterschieden. Das eingehende Studium der Messbilder der vorliegenden Arbeit legt nahe, dass beim Einzeltropfenaufprall auf trockene Wände und dünne Flüssigkeitsfilme die Unterscheidung der beiden Splashing-Szenarien nicht notwendig ist. Vielmehr scheint der Charakter des Splashings vom Zeitpunkt geprägt zu sein, zu dem die noch junge Corona aufgrund von Störungen instabil wird, und Sekundärtropfen entstehen. Dies gilt für den Aufprall auf trockene und benetzte Wände. In allen gezeigten Untersuchungen wird die Corona vollständig ausgebildet. Auftretende Instabilitäten reichen nicht aus, um ihre Entstehung zu verhindern.

6.2 Ausblick

Der entwickelte Versuchsstand ermöglicht die Variation des Aufprallwinkels im Bereich von 90° (senkrechter Aufprall) bis 0° (schleifender Aufprall). Das vorgestellte Mess- und Auswerteverfahren wurde auf Basis des senkrechten Aufpralls entwickelt. Die Anwendung auf andere Aufprallwinkel ist ebenso möglich. Am realen Kraftfahrzeug ist insbesondere der schräge Aufprall von Bedeutung. Da Außenspiegelgehäuse in der Regel aerodynamisch günstig geformt sind und sich die Eigengeschwindigkeit der Regentropfen vektoriell zur Geschwindigkeit des Fahrzeugs addiert, tritt der schräge Aufprall häufiger auf als der senkrechte. Für die Vervollständigung der umfangreichen Datenbasis ist es notwendig, die Auswirkungen weiterer Aufprallwinkel und Oberflächenmaterialien auf das deponierte Massenverhältnis zu dokumentieren. Hierzu ermöglicht der Versuchsstand den Austausch der Aufpralloberfläche. Weiterhin ist die Verwendung anderer Flüssigkeiten zur unabhängigen Variation aller genannten dimensionslosen Kennzahlen für eine systematisch aufgebaute Datenbasis erforderlich.

Das gezeigte Beispiel der Fahrzeugverschmutzung ist eine der möglichen Anwendungen für den entwickelten Auswerte-Algorithmus. Die gewonnenen Erkenntnisse sind nicht auf Kraftfahrzeuge beschränkt. Sie lassen sich auch auf andere Bereiche des Transportwesens übertragen, wo Tropfen mit ähnlichen Aufprallgeschwindigkeiten auftreten. In der Luftfahrt beispielsweise treten vergleichbare Bedingungen im Zusammenhang mit Vereisungsproblemen an Tragflächen und Hochauflriebssystemen auf. Dieses Gebiet ist derzeit aktueller Forschungsgegenstand u. a. am Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig.

Mögliche Weiterentwicklungen

Bei der Untersuchung der Details beim benetzten Aufprall stellt sich heraus, dass die bewegte Aufpralloberfläche und der bewegte Film in den späten Stadien des Tropfenaufpralls Auswirkungen haben. Insbesondere bei geringen Aufprallgeschwindigkeiten liegt die Gesamtdauer des Aufprallvorgangs mit ca. $10 \tau_k$ im Bereich der Zeitskala der Filmbewegung τ_{liq} . Dies führt dazu, dass die Corona gegen Ende des Aufprallvorgangs dem Absaugtrichter nahe kommt. Bei höheren Drehgeschwindigkeiten des Schwungrads sind beim gewählten Aufbau die Werte der Filmdicke und damit die Filmgeschwindigkeit bei rotierendem Schwungrad nicht genau bekannt. In den vorliegenden Experimenten wurde die Filmdicke nachträglich stichprobenhaft aus den Messbildern rekonstruiert. Dabei wurden Abweichungen von der nominellen Filmdicke sowohl nach oben als auch nach unten

festgestellt, obwohl der Volumenstrom des Wassers während der Messungen konstant gehalten wurde. Bei künftigen Untersuchungen sollten Dicke und Breite des Benetzungsfilms während der laufenden Versuche gemessen und geregelt werden.

Ein fließender Film beeinflusst ebenfalls die Auswertung der Sekundärmasse. Da sich der Tropfendom und die Corona stromab bewegen, weisen Sekundärtropfen, die in späten Stadien des Aufpralls erzeugt werden, einen anderen gemeinsamen Schwerpunkt auf als Tropfen, die bereits im frühen Aufprallverlauf entstanden sind. Mit anderen Worten muss bei der Auswertung der Sekundärmasse ein stromab bewegtes Aufprallzentrum angenommen werden, das sich für frühe und späte Tropfen unterscheidet. Dieser Auswerteschritt wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit unterlassen und sollte bei künftigen Auswertungen berücksichtigt werden.

Der Aufprallort der Primärtropfen erweist sich auch beim Tropfenaufprall auf die trockene Wand als größte Unsicherheitsquelle in der Auswertekette. Um die Gesamtunsicherheit des Verfahrens weiter zu reduzieren, ist es sinnvoll, den Aufschlagsort der Primärtropfen auf der Oberfläche mit größerer Genauigkeit reproduzieren zu können. Dies könnte sich mit einem anderen Ablösemechanismus des Primärtropfens am Tropfengenerator realisieren lassen. Der Tropfen könnte mittels hochfrequenter Vibration zum Ablösen von der Kanüle gebracht werden oder infolge abrupten Anhebens der Kanüle. Aktuell taucht die Kanüle zunächst in den hängenden Tropfen ein, bevor sie sich durch Federkraft hebt und die Verbindung dann abreißt. Ohne Eintauchen der Kanüle in den hängenden Tropfen entfele eine Unsicherheitsquelle. Der verwendete Motor nimmt ebenfalls Einfluss auf die Gesamtunsicherheit des Ergebnisses. Der bisher verwendete Motor arbeitet im niedrigen Drehzahlbereich außerhalb seines Auslegungspunkts. Bei höheren Drehzahlen lässt sich die Drehrate wesentlich besser reproduzieren. Eine Motor-Getriebe-Kombination würde auch bei geringer Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrads eine akkurate Wiederholbarkeit der Position der Aufprallfläche in den Messbildern ermöglichen. Alternativ oder zusätzlich könnten leuchtende Markierungspunkte an der Aufprallfläche die exakte Lokalisierung der Oberfläche erleichtern. Realisieren ließe sich dies mit Lichtleiterfasern, die Licht von der Quellseite zur Kameraseite transportieren und als Leuchtpunkte in jedem Bild erkennbar wären. Es müsste jedoch gewährleistet werden, dass die Punkte auch bei benetzter Aufpralloberfläche immer klar sichtbar bleiben. Zur Positionsbestimmung in der Frontalansicht eignen sich Schattenpunkte auf dem Umlenkspiegel.

Eine weitere Möglichkeit, die Auswertepräzision der Sekundärmasse zu erhöhen, ergäbe sich durch Erweiterung des Messaufbaus. Bei exakter Kenntnis der horizontalen Position jedes Primärtropfens aus lateraler Sicht entfele die Rekonstruktion des Aufprallzentrums vollständig. Hierzu wäre es erforderlich, den Tropfen vor

und während des Aufpralls aus lateraler Sicht auf jeweils einem Doppelbild einzufangen. Eine solche technische Umsetzung bedarf entweder einer Kamera, die vier Bilder innerhalb kürzester Zeit aufnehmen kann, oder zweier Standard-PIV-Systeme mit mindestens einer Kamera vom Typ Double-Frame-Double-Shutter. Zudem müsste das Licht aus zwei Doppelpuls-Lasern auf eine Strahlachse vereinigt und mittels Diffuser-Optik aufgeweitet werden. Kameraseitig müsste der Strahlengang von einer geeigneten Optik, z. B. einem Prisma, in zwei Richtungen aufgeteilt werden, wo die beiden Kameras den Aufprallvorgang zeitlich versetzt aufzeichnen. Auf diese Weise würde die Genauigkeit der zeitlichen Diskretisierung sowie der Massenauswertung gesteigert. Mit zeitauflösender Messtechnik würde die Informationsdichte weiter steigen. Eine frontal ausgerichtete Kamera könnte wie bisher Tropfen außerhalb der Fokusebene der beiden lateralen Kameras identifizieren. Sowohl der erweiterte phasenstarre Messaufbau als auch ein zeitauflösender Aufbau wären mit erhöhtem technischen Aufwand verbunden. Gleichfalls würde die resultierende Datenmenge ansteigen. Entsprechende Messungen würden jedoch die Möglichkeit bieten, die Sekundärtropfen im Entstehungsprozess zu untersuchen. Die Kenntnis des genauen Aufschlagsorts und der präzisen Aufprallzeit würde die Verwendung zeitlich und räumlich angepasster Auswertefenster erlauben und die Auswertung auf die Nahbereiche um Lamelle, Ejecta-Sheet oder Corona beschränken. Es könnte die Frage beantwortet werden, zu welchen Anteilen die beobachtete Geschwindigkeitsreduktion der detektierten Sekundärtropfen auf den aerodynamischen Widerstand und die verringerte Emissionsgeschwindigkeit spät abgeschnürter Sekundärtropfen zurückzuführen ist. Auch könnte auf diese Weise die Abspaltung der Sekundärtropfen bei bewegtem Benetzungsfilm im Detail analysiert und die Bewegung des Aufprallzentrums abgeschätzt werden. Zudem könnte geklärt werden, in welchem Maße Tropfen-Tropfen-Interaktion auftritt.

Im Rahmen der vorgestellten Arbeit wurde angenommen, dass unterhalb des Auflösungsvermögens des optischen Aufbaus keine weiteren Sekundärtropfen maßgeblich zur gesamten Sekundärmasse beitragen. Diese Annahme ist in separat durchgeführten Untersuchungen noch zu bestätigen. Zuvor ist es jedoch ratsam, die Lageschwankungen der Primärtropfen weiter zu reduzieren.

Die Untersuchung des Einflusses der Auswerteparameter wirft außerdem neue Fragen hinsichtlich der Sensitivität des Verfahrens auf. Um diesen Fragen nachzugehen, könnte es sich als hilfreich erweisen, synthetisch oder numerisch erzeugte Datensätze für die Auswertung zu verwenden. Ziel nachfolgender Arbeiten sollte sein, die Abhängigkeit zwischen primärem Auswerteprogramm und Auswertecode zu quantifizieren.

Literaturverzeichnis

- [Abraham 1970] ABRAHAM, F. F.: Functional Dependence of Drag Coefficient of a Sphere on Reynolds Number. In: *Physics of Fluids* 13 (1970), Nr. 8, S. 2194–2195
- [Antonini u. a. 2014] ANTONINI, C. ; VILLA, F. ; MARENGO, M.: Oblique impacts of water drops onto hydrophobic and superhydrophobic surfaces: outcomes, timing, and rebound maps. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 4, S. 1–9
- [Armster u. a. 2002] ARMSTER, S. Q. ; DELPLANQUE, J. P. ; REIN, M. ; LAVERNIA, E. J.: Thermo-fluid mechanisms controlling droplet based materials processes. In: *International Materials Reviews* 47 (2002), Nr. 6, S. 265–301
- [Bai u. Gosman 1995] BAI, C. ; GOSMAN, A. D.: Development of methodology for spray impingement simulation. In: SAE INTERNATIONAL (Hrsg.): *SAE 1995 World Congress: Detroit, Michigan, USA, February 27–March 2, 1995*, SAE International, 1995, S. 69–87
- [Bannister 2000] BANNISTER, M.: Drag and Dirt Deposition Mechanisms of External Rear View Mirrors and Techniques Used for Optimisation. In: SAE INTERNATIONAL (Hrsg.): *SAE 2000 World Congress: Detroit, Michigan, USA, March 6–9, 2000*, SAE International, 2000, S. 97–113
- [Bialuch u. a. 2011] BIALUCH, I. ; BEWILOGUA, K. ; AUGUSTIN, W. ; SCHOLL, S.: Easy-clean surfaces built to order. In: *European Coatings Journal* 5 (2011), S. 24–29
- [Bico u. a. 1999] BICO, J. ; MARZOLIN, C. ; QUERE, D.: Pearl drops. In: *EPL: Europhysics Letters* 47 (1999), Nr. 2, S. 220–226
- [Campos u. a. 2006] CAMPOS, F. ; MENDONCA, F. ; WESTON, S. ; ISLAM, M.: Vehicle soiling simulation. In: MOTOR INDUSTRY RESEARCH ASSOCIATION (Hrsg.): *6th MIRA International Vehicle Aerodynamics Conference*, MIRA Ltd, 2006, S. 358–367
- [Chiarot u. Jones 2010] CHIAROT, P. ; JONES, T.: Grazing impact of continuous droplet streams with a superhydrophobic surface. In: *Experiments in Fluids* 49 (2010), Nr. 5, S. 1109–1119
- [Coleman u. Steele 2009] COLEMAN, H. W. ; STEELE, W. G.: *Experimentation, validation, and uncertainty analysis for engineers*. 3. Hoboken and N.J : Wiley, 2009
- [Cossali u. a. 1997] COSSALI, G. E. ; COGHE, A. ; MARENGO, M.: The impact of a single drop on a wetted solid surface. In: *Experiments in Fluids* 22 (1997), Nr. 6, S. 463–472
- [Cossali u. a. 2004] COSSALI, G. E. ; MARENGO, M. ; COGHE, A. ; ZHDANOV, S.: The role of time in single drop splash on thin film. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), Nr. 6, S. 888–900
- [Dainty u. a. 1975] DAINTY, John C. (Hrsg.) ; ENNOS, A. E. (Hrsg.) ; FRANÇON, M. (Hrsg.) ; GOODMAN, J. W. (Hrsg.) ; MCKECHNIE, T. S. (Hrsg.) ; PARRY, G. (Hrsg.): *Laser Speckle and Related Phenomena*. Bd. 9. Berlin and Heidelberg : Springer, 1975

- [Deegan u. a. 2008] DEEGAN, R. D. ; BRUNET, P. ; EGGERS, J.: Complexities of splashing. In: *Nonlinearity* 21 (2008), Nr. 1, S. C1
- [Driscoll u. Nagel 2011] DRISCOLL, M. M. ; NAGEL, S. R.: Ultrafast Interference Imaging of Air in Splashing Dynamics. In: *Physical Review Letters* 107 (2011), Nr. 15, S. 154502
- [Faddeyev u. a. 1988] FADDEYEV, I. P. ; KHAVIYA, S. L. ; MOSENZHNIK, B. Y.: Oblique impingement of a spherical liquid droplet on a solid wall. In: *Fluid mechanics. Soviet research* 17 (1988), Nr. 3, S. 38–44
- [Faßmann u. a. 2013] FASSMANN, B. W. ; BANSMER, S. E. ; MÖLLER, T. J. ; RADESPIEL, R. ; HARTMANN, M.: High velocity impingement of single droplets on a dry smooth surface. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), Nr. 5, S. 1–18
- [Faßmann u. Möller 2011] FASSMANN, B. W. ; MÖLLER, T. J.: *Numerische und Experimentelle Untersuchung der Fahrzeugverschmutzung: Teilprojekt B: Ein Projekt der OvGU Magdeburg und der TU Braunschweig im Auftrag der Volkswagen AG Wolfsburg*. Braunschweig, 2011 (Institutsbericht 1/2011)
- [Frohn u. Roth 2000] FROHN, A. ; ROTH, N.: *Dynamics of droplets*. Berlin : Springer, 2000 (Experimental fluid mechanics)
- [Guildenbecher u. a. 2014] GULDENBECHER, D. R. ; ENGVALL, L. ; GAO, J. ; GRASSER, T. W. ; REU, P. L. ; CHEN, J.: Digital in-line holography to quantify secondary droplets from the impact of a single drop on a thin film. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 3, S. 1–9
- [Hagemeier 2013] HAGEMEIER, T.: *Experimental and numerical investigation of vehicle soiling processes*. Mageburg, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Diss., 2013
- [Hagemeier u. a. 2011] HAGEMEIER, T. ; HARTMANN, M. ; THÉVENIN, D.: Practice of vehicle soiling investigations: A review. In: *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011), Nr. 8, S. 860–875
- [Heymann 1969] HEYMAN, F. J.: High-Speed Impact between a Liquid Drop and a Solid Surface. In: *Journal of Applied Physics* 40 (1969), Nr. 13, S. 5113–5122
- [Hieke 2001] HIEKE, A.: Verschleißfeste Antihafschichten auf Basis modifizierter diamantähnlicher Kohlenstoffschichten. In: *Vakuum in Forschung und Praxis* 13 (2001), Nr. 1, S. 9–13
- [Howison u. a. 2005] HOWISON, S. D. ; OCKENDON, J. R. ; OLIVER, J. M. ; PURVIS, R. ; SMITH, F.: Droplet impact on a thin fluid layer. In: *Journal of Fluid Mechanics* 542 (2005), S. 1–23
- [Hucho 2013] HUCHO, W.-H.: Einführung. In: SCHÜTZ, T. (Hrsg.): *Hucho - Aerodynamik des Automobils*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2013, S. 1–67
- [Josserand u. Zaleski 2003] JOSSERAND, Ch. ; ZALESKI, S.: Droplet splashing on a thin liquid film. In: *Physics of Fluids* 15 (2003), Nr. 6, S. 1650–1657
- [Kalb 2001] KALB, T.: *Experimentelle Untersuchungen zum benachbarten Tropfenauflauf auf feste Wände*, Universität Kaiserslautern, Diss., 2001
- [Katz u. Sheng 2010] KATZ, J. ; SHENG, J.: Applications of Holography in Fluid Mechanics and Particle Dynamics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 42 (2010), Nr. 1, S. 531–555

- [Kibar u. a. 2010] KIBAR, A. ; KARABAY, H. ; YİĞİT, K. ; UCAR, I. ; ERBİL, H.: Experimental investigation of inclined liquid water jet flow onto vertically located superhydrophobic surfaces. In: *Experiments in Fluids* 49 (2010), Nr. 5, S. 1135–1145
- [Kim u. Kim 1994] KIM, K. S. ; KIM, S. S.: Drop Sizing and Depth-of-Field Correction in TV Imaging. In: *Atomization and Sprays* 4 (1994), Nr. 1, S. 65–78
- [Kim u. a. 2007] KIM, T. Y. ; BIALUCH, I. ; BEWILOGUA, K. ; OH, K. H. ; LEE, K. R.: Wetting behaviours of a-C:H:Si:O film coated nano-scale dual rough surface. In: *Chemical Physics Letters* 436 (2007), Nr. 1–3, S. 199–203
- [Latka u. a. 2012] LATKA, A. ; STRANDBURG-PESHKIN, A. ; DRISCOLL, M. M. ; STEVENS, C. S. ; NAGEL, S. R.: Creation of Prompt and Thin-Sheet Splashing by Varying Surface Roughness or Increasing Air Pressure. In: *Physical Review Letters* 109 (2012), Nr. 5, S. 054501
- [LaVision GmbH 2008] LAVISION GMBH ; LAVISION GMBH (Hrsg.): *Diffuser: Product-Manual*. Göttingen and Germany, 2008 (Item-Number 1005355)
- [LaVision GmbH 2010] LAVISION GMBH ; LAVISION GMBH (Hrsg.): *ParticleMaster Shadow: Product-Manual*. Göttingen and Germany, 2010 (Item-Number 1003014)
- [Lesser u. Field 1983] LESSER, M. B. ; FIELD, J. E.: The Impact of Compressible Liquids. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 15 (1983), Nr. 1, S. 97–122
- [Levin u. Hobbs 1971] LEVIN, Z. ; HOBBS, P. V.: Splashing of Water Drops on Solid and Wetted Surfaces: Hydrodynamics and Charge Separation. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 269 (1971), Nr. 1200, S. 555–585
- [Liu u. a. 2010] LIU, J. ; VU, Henry ; YOON, S. S. ; JEPSEN, R. A. ; AGUILAR, G.: Splashing Phenomena during Liquid Droplet Impact. In: *Atomization and Sprays* 20 (2010), Nr. 4, S. 297–310
- [Macklin u. Metaxas 1976] MACKLIN, W. C. ; METAXAS, G. J.: Splashing of drops on liquid layers. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), Nr. 9, S. 3963–3970
- [Mandre u. a. 2009] MANDRE, S. ; MANI, M. ; BRENNER, M. P.: Precursors to Splashing of Liquid Droplets on a Solid Surface. In: *Physical Review Letters* 102 (2009), Nr. 13, S. 134502
- [Mani u. a. 2010] MANI, M. ; MANDRE, S. ; BRENNER, M. P.: Events before droplet splashing on a solid surface. In: *Journal of Fluid Mechanics* 647 (2010), S. 163–185
- [Marengo u. a. 1998] MARENGO, M. ; SIKALO, S. ; TROPEA, C.: Impact of Drops on inclined, surfaces. In: INSTITUTE FOR LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS (Hrsg.) ; INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY (Hrsg.): *Proceedings of the Fourteenth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, UMIST Atomization and Sprays Research Group, 1998, S. 108–113
- [Marié u. a. 2014] MARIÉ, J. L. ; GROSJEAN, N. ; MÉÈS, L. ; SEIFI, M. ; FOURNIER, C. ; BARBIER, B. ; LANCE, M.: Lagrangian measurements of the fast evaporation of falling diethyl ether droplets using in-line digital holography and a high-speed camera. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 4, S. 1–13
- [Mehdizadeh u. a. 2004] MEHDIZADEH, N. Z. ; CHANDRA, S. ; MOSTAGHIMI, J.: Formation of fingers around the edges of a drop hitting a metal plate with high velocity. In: *Journal of Fluid Mechanics* 510 (2004), S. 353–373

- [Mundo 1996] MUNDO, Ch.: *Zur Sekundärzerstäubung newtonscher Fluide an Oberflächen*. Erlangen, Universität Erlangen, Diss., 1996
- [Mundo u. a. 1994] MUNDO, Ch. ; SOMMERFELD, M. ; TROPEA, C.: Experimental Studies of the Deposition and Splashing of Small Liquid Droplets Impinging on a Flat Surface. In: YULE, A. J. (Hrsg.) ; DUMOUCHEL, Ch. (Hrsg.): *Proceedings of the Sixth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* Bd. 1, Begell House, 1994, S. 134–141
- [Mundo u. a. 1995] MUNDO, Ch. ; SOMMERFELD, M. ; TROPEA, C.: Droplet-wall collisions: Experimental studies of the deformation and breakup process. In: *International Journal of Multiphase Flow* 21 (1995), Nr. 2, S. 151–173
- [Mundo u. a. 1998] MUNDO, Ch. ; SOMMERFELD, M. ; TROPEA, C.: On the Modeling of Liquid Sprays Impinging on Surfaces. In: *Atomization and Sprays* 8 (1998), Nr. 6, S. 625–652
- [Okawa u. a. 2008] OKAWA, T. ; SHIRAIISHI, T. ; MORI, T.: Effect of impingement angle on the outcome of single water drop impact onto a plane water surface. In: *Experiments in Fluids* 44 (2008), Nr. 2, S. 331–339
- [Pan u. a. 2008] PAN, K. L. ; CHENG, K. R. ; CHOU, P. C. ; WANG, Ch. H.: Collision dynamics of high-speed droplets upon layers of variable thickness. In: *Experiments in Fluids* 45 (2008), Nr. 3, S. 435–446
- [Pan u. a. 2010] PAN, K. L. ; TSENG, K. C. ; WANG, Ch. H.: Breakup of a droplet at high velocity impacting a solid surface. In: *Experiments in Fluids* 48 (2010), Nr. 1, S. 143–156
- [Purvis u. Smith 2004] PURVIS, R. ; SMITH, F.: Large Droplet Impact on Water Layers. In: AMERICAN INSTITUTE OF AERONAUTICS AND ASTRONAUTICS (Hrsg.): *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004 (AIAA papers), S. 2004–0414
- [Raffel u. a. 2007] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. E. ; WERELEY, S. T. ; KOMPENHANS, J.: *Particle image velocimetry: A practical guide ; with 42 tables*. 2. ed. Berlin : Springer, 2007
- [Range u. Feuillebois 1998] RANGE, K. ; FEUILLEBOIS, F.: Influence of Surface Roughness on Liquid Drop Impact. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 203 (1998), Nr. 1, S. 16–30
- [Rein 1993] REIN, M.: Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. In: *Fluid Dynamics Research* 12 (1993), Nr. 2, S. 61–93
- [Rein 2002] REIN, M. (Hrsg.): *Courses and lectures / International Centre for Mechanical Sciences*. Bd. 456: *Drop-Surface Interactions: Courses and Lectures*. Wien : Springer and Springer Wien, 2002
- [Rein u. Delplanque 2008] REIN, M. ; DELPLANQUE, Jean-Pierre: The role of air entrainment on the outcome of drop impact on a solid surface. In: *Acta Mechanica* 201 (2008), Nr. 1, S. 105–118
- [Reske 1987] RESKE, R.: *Reihe 7: Strömungstechnik*. Bd. 115: *Experimentelle Untersuchung des Verhaltens frei fallender Wassertropfen beim Auftreffen auf dünnen Wasserfilmen: Dissertationsschrift*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1987

- [Richter u. a. 2005] RICHTER, B. ; DULLENKOPF, K. ; BAUER, H. J.: Investigation of secondary droplet characteristics produced by an isooctane drop chain impact onto a heated piston surface. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), Nr. 2, S. 351–363
- [Richter u. a. 2010] RICHTER, F. ; BRÄUER, G. ; PETER, S. ; BIALUCH, I. ; AIF OTTO VON GUERICKE (Hrsg.): *Produktionsrelevante PECVD-Verfahren mit optimierten Precursoren zur α -C:H-Abscheidung mit hoher Rate: Gemeinsamer Abschlußbericht für das AIF-Forschungsvorhaben IGF 15221 BG*. 2010 (Forschungsvorhaben IGF 15221 BG)
- [Rioboo u. a. 2002] RIOBOO, R. ; MARENGO, M. ; TROPEA, C.: Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces. In: *Experiments in Fluids* 33 (2002), Nr. 1, S. 112–124
- [Rioboo u. a. 2001] RIOBOO, R. ; TROPEA, C. ; MARENGO, M.: Outcomes From a Drop Impact on Solid Surfaces. In: *Atomization and Sprays* 11 (2001), Nr. 2, S. 155–166
- [Roisman 2010] ROISMAN, I. V.: On the instability of a free viscous rim. In: *Journal of Fluid Mechanics* 661 (2010), S. 206–228
- [Roisman u. Tropea 2002] ROISMAN, I. V. ; TROPEA, C.: Impact of a drop onto a wetted wall: description of crown formation and propagation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 472 (2002), S. 373–397
- [Saengkaew u. a. 2009] SAENGKAEW, S. ; GODARD, G. ; BLAISOT, J. ; GRÉHAN, G.: Experimental analysis of global rainbow technique: sensitivity of temperature and size distribution measurements to non-spherical droplets. In: *Experiments in Fluids* 47 (2009), Nr. 4, S. 839–848
- [Samenfink 1997] SAMENFINK, W.: *Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*. Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Diss., 1997
- [Samenfink u. a. 1999] SAMENFINK, W. ; ELSÄSSER, A. ; DULLENKOPF, K. ; WITTIG, S.: Droplet interaction with shear-driven liquid films: Analysis of deposition and secondary droplet characteristics. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20 (1999), Nr. 5, S. 462–469
- [Schade u. a. 1980] SCHADE, H. ; KUNZ, E. ; VAGT, J. D.: *Strömungslehre: Mit einer Einführung in die Strömungsmeßtechnik*. 1. Berlin : de Gruyter, 1980
- [Schütz u. a. 2013] SCHÜTZ, T. ; GRÜN, N. ; BLUMRICH, R.: Numerische Methoden. In: SCHÜTZ, T. (Hrsg.): *Hucho - Aerodynamik des Automobils*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2013, S. 967–1067
- [Stanton u. Rutland 1998] STANTON, D. W. ; RUTLAND, Ch. J.: Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41 (1998), Nr. 20, S. 3037–3054
- [Stow u. Stainer 1977] STOW, C. D. ; STAINER, R. D.: The Physical Products of a Splashing Water Drop. In: *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 55 (1977), Nr. 5, S. 518–532
- [Thoroddsen 2002] THORODDSEN, S. T.: The ejecta sheet generated by the impact of a drop. In: *Journal of Fluid Mechanics* 451 (2002), S. 373–381
- [Thoroddsen u. Sakakibara 1998] THORODDSEN, S. T. ; SAKAKIBARA, J.: Evolution of the fingering pattern of an impacting drop. In: *Physics of Fluids* 10 (1998), Nr. 6, S. 1359–1374

- [Thoroddsen u. a. 2011] THORODDSEN, S. T. ; THORAVAL, M.-J ; TAKEHARA, K. ; ETOH, T. G.: Droplet Splashing by a Slingshot Mechanism. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 3, S. 034501
- [Tropea 2011] TROPEA, C.: Optical Particle Characterization in Flows: Annual Review of Fluid Mechanics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 43 (2011), Nr. 1, S. 399–426
- [Tropea u. Roisman 2000] TROPEA, C. ; ROISMAN, I. V.: Modeling of Spray Impact on Solid Surfaces. In: *Atomization and Sprays* 10 (2000), Nr. 3-5, S. 387–408
- [Ulbrich 1983] ULBRICH, C. W.: Natural Variations in the Analytical Form of the Raindrop Size Distribution. In: *Journal of Climate and Applied Meteorology* 22 (1983), Nr. 10, S. 1764–1775
- [Wal u. a. 2006] WAL, R. L. V. ; BERGER, G. ; MOZES, S.: The combined influence of a rough surface and thin fluid film upon the splashing threshold and splash dynamics of a droplet impacting onto them. In: *Experiments in Fluids* 40 (2006), Nr. 1, S. 23–32
- [Wallis 1974] WALLIS, G. B.: The terminal speed of single drops or bubbles in an infinite medium. In: *International Journal of Multiphase Flow* 1 (1974), Nr. 4, S. 491–511
- [Weiss 1993] WEISS, D. A.: *Periodischer Aufprall monodisperser Tropfen gleicher Geschwindigkeit auf feste Oberflächen*. Göttingen, Universität Göttingen, Diss., 1993
- [Weiss u. Yarin 1999] WEISS, D. A. ; YARIN, A. L.: Single drop impact onto liquid films: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 385 (1999), Nr. 1, S. 229–254
- [Willis u. Tattelman 1989] WILLIS, P. T. ; TATTELMAN, Paul: Drop-Size Distributions Associated with Intense Rainfall. In: *Journal of Applied Meteorology* 28 (1989), Nr. 1, S. 3–15
- [Worthington 1876a] WORTHINGTON, A. M.: A Second Paper on the Forms Assumed by Drops of Liquids Falling Vertically on a Horizontal Plate. In: *Proceedings of the Royal Society of London* 25 (1876), Nr. 171–178, S. 498–503
- [Worthington 1876b] WORTHINGTON, A. M.: On the Forms Assumed by Drops of Liquids Falling Vertically on a Horizontal Plate. In: *Proceedings of the Royal Society of London* 25 (1876), Nr. 171–178, S. 261–272
- [Worthington 1908] WORTHINGTON, A. M.: *A study of splashes*. London : Longmans, Green & Co., 1908
- [Xu u. a. 2005] XU, L. ; ZHANG, W. W. ; NAGEL, S. R.: Drop Splashing on a Dry Smooth Surface. In: *Physical Review Letters* 94 (2005), Nr. 18, S. 184505
- [Yarin 2006] YARIN, A. L.: Drop Impact Dynamics: Splashing, Spreading, Receding, Bouncing... In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 38 (2006), Nr. 1, S. 159–192
- [Yarin u. Weiss 1995] YARIN, A. L. ; WEISS, D. A.: Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. In: *Journal of Fluid Mechanics* 283 (1995), Nr. 1, S. 141–173
- [Zhang u. Yang 1983] ZHANG, N. ; YANG, W. J.: Visualization of evaporative convection in minute drops by laser shadowgraphy. In: *Review of Scientific Instruments* 54 (1983), Nr. 1, S. 93–96

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema Einzeltropfenaufprall auf trockene Wand	13
2.2	Schema Einzeltropfenaufprall auf benetzte Wand	16
2.3	Messprinzip Shadowgraphie	20
3.1	Schemadarstellung Schwungrad	24
3.2	Aufprallfläche trockener Einzeltropfenaufprall	27
3.3	Darstellung Schwungrad, Aufprall benetzt	29
3.4	Aufprallfläche benetzter Einzeltropfenaufprall	29
3.5	Antastung Filmoberfläche	30
3.6	Tropfengenerator für getriggerte Einzeltropfenerzeugung	33
3.7	Versuchsanordnung Shadowgraphie am Schwungrad	36
3.8	Steuerungsschema Shadowgraphie-Aufbau	38
3.9	Bildzuordnung zwischen frontaler Kamera und lateraler Kamera	39
3.10	Doppelbild Einzeltropfenaufprall, Beispiel trocken	39
3.11	Positionsdivergenz Kamerabilder vertikal	42
3.12	Target Schärfentiepen-Kalibrierung für Shadowgraphie-Auswertung	43
4.1	Auswerte-Algorithmus Sekundärmasse	46
4.2	Schärfelage Primärtropfen im frontalen Bild	47
4.3	Schematische Darstellung akzeptierter Tropfenpositionen	48
4.4	Prüfkriterium Bildzuordnung Kameras	49
4.5	Schematische Darstellung Aufprallzeit	54
4.6	Rekonstruktion Aufprallzentrum	57
4.7	Auswertung Sekundärtropfenvolumen	59
4.8	Schematische Darstellung Austauschzeit	61
5.1	Rekonstruierter Verlauf Abtropfvorgang	70
5.2	Ablenkung und Größe Primärtropfen im ungestörten Fall	71
5.3	Häufigkeitsverteilung Primärtropfendurchmesser, Aufprall trocken	74
5.4	Aufprallverlauf, Aufprall trocken	75
5.5	Aufprallverlauf bei erhöhter Aufprallgeschwindigkeit, trocken	76
5.6	Umfang Datenbasis, Aufprall trocken	79
5.7	Zeitverlauf relative Tropfenlage, Aufprall trocken	79
5.8	Zeitverlauf Sauterdurchmesser Sekundärtropfen, Aufprall trocken	79

5.9	Zeitverlauf Sekundärtropfengeschwindigkeit, Aufprall trocken . . .	79
5.10	Schätzung Widerstandseinfluss auf Sekundärtropfengeschwindigkeit	83
5.11	Häufigkeitsverteilung Sekundärtropfengröße, Aufprall trocken . . .	83
5.12	Volumenbeitragsverteilung, Aufprall trocken	83
5.13	Zeitverlauf Sekundärvolumen, Aufprall trocken	85
5.14	Zeitverlauf Austauschzeit, Aufprall trocken	85
5.15	Zeitverlauf Sekundärvolumenstrom, Aufprall trocken	85
5.16	Zeitverlauf Sekundärmasse kumuliert, Aufprall trocken	85
5.17	Häufigkeitsverteilung Primärtropfendurchmesser, Aufprall benetzt	88
5.18	Aufprallverlauf stehendes Schwungrad, Aufprall benetzt	90
5.19	Aufprallverlauf drehendes Schwungrad, Aufprall benetzt	92
5.20	Umfang Datenbasis, Aufprall benetzt	94
5.21	Zeitverlauf Sekundärtropfendurchmesser, Aufprall benetzt	96
5.22	Zeitverlauf Sekundärtropfengeschwindigkeit, Aufprall benetzt . . .	96
5.23	Häufigkeitsverteilung Sekundärtropfengröße, Aufprall benetzt . . .	98
5.24	Volumenbeitragsverteilung, Aufprall benetzt	98
5.25	Zeitverlauf Sekundärvolumen, Aufprall benetzt	99
5.26	Zeitverlauf Austauschzeit, Aufprall benetzt	99
5.27	Zeitverlauf Sekundärvolumenstrom, Aufprall benetzt	101
5.28	Zeitverlauf Sekundärmasse kumuliert, Aufprall benetzt	101
5.29	Plausibilitätsabschätzung Sekundärmasse, Aufprall benetzt	102
5.30	Vergleich DoF, Umfang Datenbasis, Aufprall trocken	110
5.31	Vergleich DoF, Umfang Datenbasis, Aufprall benetzt	110
5.32	Vergleich DoF, Größenverteilung Sekundärtropfen, Aufprall trocken	110
5.33	Vergleich DoF, Volumenbeitragsverteilung, Aufprall trocken	110
5.34	Vergleich DoF, Größenverteilung Sekundärtropfen, Aufprall benetzt	111
5.35	Vergleich DoF, Volumenbeitragsverteilung, Aufprall benetzt	111
5.36	Vergleich DoF, Zeitverlauf Sekundärvolumenstrom, Aufprall trocken	112
5.37	Vergleich DoF, Sekundärmasse kumuliert, Aufprall trocken	112
5.38	Vergleich DoF, Zeitverlauf Sekundärvolumenstrom, Aufprall benetzt	113
5.39	Vergleich DoF, Sekundärmasse kumuliert, Aufprall benetzt	113
6.1	Beschreibung Sekundärtropfengröße mit Potenzgesetz	118
6.2	Verlauf deponiertes Massenverhältnis über Aufprallweberzahl . . .	118
A.1	Durchmesser- und Lagegenauigkeit primäres Auswerteprogramm .	139
B.1	Kräfteangriff am frei fallenden Tropfen	148
B.2	Verlauf Sinkgeschwindigkeit Tropfen über Fallstrecke	150
B.3	Eigenmoden eines schwingenden Tropfens	151

C.1	Flüssigkeitsfilm auf rotatorisch bewegter Oberfläche	152
D.1	Bestimmung der bildindividuellen Oberflächenposition, trocken . .	156
D.2	Bestimmung der bildindividuellen Oberflächenposition, benetzt . .	156
F.1	Tropfenaufrall bei gleicher Weberzahl	158

Tabellenverzeichnis

3.1	Schätzung Benetzungsfilmdicke unter Zentrifugalkrafteinfluss . . .	32
3.2	Übersicht über optische Komponenten und Randbedingungen . . .	41
4.1	Unsicherheiten durch systematische Fehler	63
5.1	Versuchssystematik, Aufprall trocken	66
5.2	Versuchssystematik, Aufprall benetzt	67
5.3	Ergänzende Versuchssystematik, Aufprall trocken	68
5.4	Periodendauer Primärtropfenschwingung, Aufprall trocken	71
5.5	Periodendauer Primärtropfenschwingung, Aufprall benetzt	72
5.6	Tropfenergebnisse, Aufprall trocken	73
5.7	Zeitpunkt abgeschlossener Sekundärtropfenproduktion, trocken . .	77
5.8	Deponiertes Massenverhältnis, Aufprall trocken	84
5.9	Tropfenergebnisse, Aufprall benetzt	87
5.10	Benetzungsfilmdicke, Aufprall benetzt	87
5.11	Deponiertes Massenverhältnis, Aufprall benetzt	100
5.12	Plausibilitätsabschätzung Sekundärmasse, Aufprall benetzt	103
5.13	Größenordnung Wert und Unsicherheit verschiedener Größen . . .	107
5.14	Ergebnis unterschiedlicher DoF-Kalibrierungen, Aufprall trocken .	112
5.15	Ergebnis unterschiedlicher DoF-Kalibrierungen, Aufprall benetzt .	113
6.1	Übersicht über durchgeführte Messreihen	116
C.1	Filmströmungscharakteristik im quasistationären Zustand	154
G.1	Zeiträume der Messungen	159

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	Rasterabstand des optischen Aufbaus	m
A	Fläche	m ²
b	Filmbreite	m
c	Beiwert	1
c_0	Schallgeschwindigkeit	m/s
d	Durchmesser	m
E	Oberflächenenergie	Nm
f	Brennweite	m
F	Kraft	N
g	Gravitationskonstante	m/s ²
h	Filmdicke	m
H	freie Fallhöhe der Tropfen	m
L	freie Lauflänge des Films	m
m	Masse	kg
m	Schwingungsmode	1
M	Abbildungsmaßstab	m/px
n	Anzahl	1
N	Gesamtanzahl	1
p	Druck	N/m ²
P	Wahrscheinlichkeit	1
Q	Volumenstrom	m ³ /s
r	Aufprallradius eines Sekundärtropfens relativ zum Aufprallzentrum ...	m
R	Abstand des Aufprallzentrums von der Rotationsachse	m
R_a	Mittlere Rauheit	m
s	Standardunsicherheit aufgrund zufälliger Fehler	1
S	Stirnfläche	m ²
t	Zeit	s
T	Zeitpunkt, Zeitspanne, Schwingungsperiode	s
\mathcal{U}	Gesamtunsicherheit	1
u	Filmgeschwindigkeit	m/s
v	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m ³
W	Widerstand	N
x	1. kartesische Koordinate	m
y	2. kartesische Koordinate	m
z	3. kartesische Koordinate	m

Griechische Symbole

α	Extrapolationsfaktor zur Gewichtung detektierter Tropfen	1
β	Proportionalitätsfaktor Auswerte-Schärfentiefe	1
γ	reduzierte Gravitation	m/s^2
δ	Standardunsicherheit aufgrund systematischer Fehler	1
Δ	Differenz	–
ε	Mittelpunktswinkel des scharf abgebildeten Kreisausschnitts	rad
ζ	Beschleunigungsdämpfung	$1/\text{m}$
η	deponiertes Massenverhältnis	1
ϑ	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
λ	Bogenlänge des scharf abgebildeten Kreisausschnitts	m
μ	dynamische Viskosität	Ns/m^2
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ξ	beliebige Größe	–
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Phasengrenzflächenspannung Wasser–Luft	N/m
τ	dimensionslose Zeit	1
φ	Drehwinkel des Schwungrads	$^{\circ}$
χ	normierte Abweichung eines Wertes vom Mittelwert	1
ψ	Auswerte-Schärfentiefe	m
ω	Kreisfrequenz	$1/\text{s}$

Ornamente, Indizes und Exponenten

–	Kennzeichnung eines Mittelwertes
·	Kennzeichnung einer zeitabgeleiteten Größe
∞	Kennzeichnung einer Umgebungsgröße
*	Kennzeichnung einer explizit dimensionsbehafteten Größe
32	Kennzeichnung des Sauterdurchmessers
95	Kennzeichnung des Vertrauensniveaus 95%
a	Austausch
ae	aerodynamisch
äq	Äquivalenzwert der Geschwindigkeit auf Basis der kinetischen Energie
B	Kennzeichnung einer Differenzgröße zw. frontaler und lateraler Kamera
C	Corona
con	beitragend
cor	Coriolis
d	Durchmesser
dyn	dynamisch
e	Eigenwert
end	Ende, Abschluss
err	Explizite Kennzeichnung einer fehlerbehafteten Größe

eval	ausgewertet, auswertungsspezifisch
f	Kennzeichnung frontale Kamera
g	Kennzeichnung des Generierungszeitpunkts eines Primärtropfen
gas	Gas
<i>i</i>	Laufindex, allgemein
<i>I</i>	Kennzeichnung eines individuellen Bilds
imp	Kennzeichnung Aufprall-
<i>j</i>	Laufindex zur Kennzeichnung der Sekundärtropfen
k	charakteristisch kinetisch
krit	kritisch
l	Kennzeichnung laterale Kamera
liq	Flüssigkeit
max	maximal
min	minimal
nom	nominell
optic	optisch
pad	Aufprallfläche
prim	primär-
<i>q</i>	Kennzeichnung der Aufprallintervalle
r	Kennzeichnung Rotation-
ref	Referenzgröße
s	Düsenspalt
sek	sekundär-
tot	total, gesamt
Tr	Primärtropfen
voi	Volume of Interest, Auswertebereich
w	Widerstand
zent	zentripetal

Abkürzungen

DoF	Depth of Field Calibration
FEP	Perfluorethylenpropylen-Copolymer
PIV	Particle Image Velocimetry
PTU	Programmable Timing Unit

A Fortpflanzung der Messunsicherheiten

In diesem Abschnitt werden alle formelmäßigen Zusammenhänge der durch Fehlerfortpflanzung bestimmbaren Messunsicherheiten dargestellt. Grundsätzlich wird bei der Fehleranalyse nach dem Werk von Coleman u. Steele (2009) vorgegangen. Zu jeder relevanten Größe ξ wird die gesamte Unsicherheit $\mathcal{U}\xi$ angegeben. Da sie für das Vertrauensniveau von 95% ermittelt wird, wird diese Unsicherheit auch als $\mathcal{U}_{95}\xi$ bezeichnet. Die Gesamtunsicherheit setzt sich aus der Unsicherheit $\delta\xi$ aufgrund systematischer Fehler und der Standardunsicherheit $s\xi$ aufgrund zufälliger Fehler zusammen:

$$\mathcal{U}_{95}\xi = 2\mathcal{U}\xi = 2\sqrt{(\delta\xi)^2 + (s\xi)^2} , \quad (\text{A.1})$$

wobei durch den Faktor 2 das Vertrauensniveau von 95% unter der Annahme großer Datensätze erreicht wird. Zudem können sich die Unsicherheiten δ aus unterschiedlichen Einzelfehlern zusammensetzen, wohingegen alle zufälligen Fehler s grundsätzlich zu einem Wert zusammengefasst werden:

$$(\delta\xi)^2 = \sum_{i=1}^n (\delta_i\xi)^2 \text{ sowie} \quad (\text{A.2})$$

$$(s\xi)^2 = \sum_{i=1}^n (s_i\xi)^2 . \quad (\text{A.3})$$

Die jeweiligen Werte für $\delta\xi$ werden geschätzt oder wie im Folgenden gezeigt hergeleitet. Die Unsicherheit $\delta\xi$ aufgrund systematischer Fehler entspricht der Standardabweichung der angenommenen Verteilungsfunktion des systematischen Fehlers. Dieses kann eine Rechteckfunktion sein, eine Dreiecksfunktion oder eine Normalverteilung. Die jeweiligen Standardabweichungen sind in Coleman u. Steele (2009, S. 52f.) angegeben.

Die Standardunsicherheit s der Größe ξ aufgrund zufälliger Fehler entspricht der Standardabweichung der als normalverteilt angenommenen Messwerte:

$$s\xi = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{\xi})^2} \text{ mit} \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i .$$

Wenn für einen Mittelwert $\bar{\xi}$ die Gesamtunsicherheit berechnet werden soll, so lautet diese

$$u_{\bar{\xi}} = \sqrt{\frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^n (\delta\xi_i)^2 + \frac{1}{n} (s\xi)^2} . \quad (\text{A.5})$$

Wenn mehrere Messwerte zu einem weiterführenden Ergebnis verrechnet werden, dann wird die Unsicherheit, mit der dieses weiterführende Ergebnis berechnet werden kann, mittels Fehlerfortpflanzung abgeschätzt. Dies gilt jedoch nur für Gesamtunsicherheiten sowie Unsicherheiten aufgrund systematischer Fehler. Es ist nicht notwendig, für zufällige Fehler eine Fehlerfortpflanzung durchzuführen. Es reicht stattdessen aus, direkt die Standardabweichung des weiterführenden Ergebnisses zu ermitteln. Bei diesem Vorgehen werden etwaige Korrelationen zufälliger Fehler berücksichtigt. Korrelationen der systematischen Fehler werden im Rahmen dieser Arbeit grundsätzlich vernachlässigt.

A.1 Position und Durchmesser der Tropfen

Die systematische Messunsicherheit, mit der Position und Durchmesser der Tropfen bestimmt werden können, hängt vom Rasterabstand $a = M \cdot \text{px}$ des optischen Aufbaus ab. In Abbildung A.1 ist schematisch ein Tropfen auf einem Hintergrundgitter abgebildet, das die Rasterung der Pixel darstellt. Zudem sind Boxen eingezeichnet, die die Grenzen angeben, innerhalb derer der Durchmesser zu ermitteln ist. Die systematische Unsicherheit der Tropfenposition wird auf dem Intervall $\pm 1/2 a$ als rechteckverteilt angenommen. Die Standardabweichung einer solchen Funktion beträgt $a/2\sqrt{3}$. Die systematische Unsicherheit, der die Tropfenposition in horizontaler und vertikaler Richtung unterliegt, beläuft sich somit auf $\delta x = \delta y = a/2\sqrt{3}$.

Die Herleitung der systematischen Unsicherheit des Durchmessers Δd ist umfangreicher. Die auf den Kamerachip projizierte Fläche A des Tropfens lässt sich als

$$A = \frac{\pi}{4} d^2 \text{ bzw.} \quad (\text{A.6})$$

$$A_{\text{err}} = \frac{\pi}{4} d_{\text{err}}^2 \quad (\text{A.7})$$

angeben, wobei $d_{\text{err}} = d + \delta d$ ist. Es ist aber auch

$$A_{\text{err}} = n a^2 \text{ mit } n \in \mathbb{R} , \quad (\text{A.8})$$

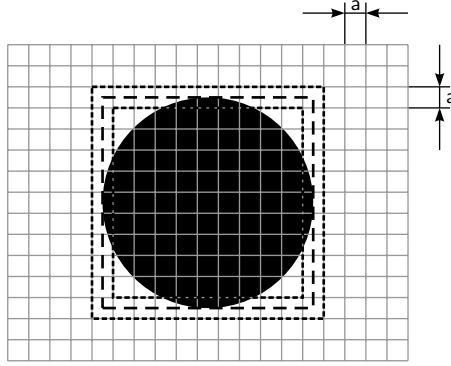


Abbildung A.1: Schemadarstellung zur Durchmesser- und Lagegenauigkeit des primären Auswerteprogramms *DaVis ParticleMaster* bei gegebenem Rasterabstand $a = M \cdot \text{px}$.

wobei n die Anzahl an Pixeln beschreibt, die vom Tropfen ausgefüllt werden. Dabei muss n keine natürliche Zahl sein:

$$n = \frac{\pi}{4} n_d^2 \quad \text{mit} \quad (\text{A.9})$$

$$n_d = \frac{d}{a} + \delta n_d \quad \text{mit} \quad n_d \in \mathbb{N} \quad (\text{A.10})$$

Hierin ist n_d die Anzahl Pixel, die der Länge des fehlerbehafteten Tropfendurchmessers entspricht. Die Anzahl n_d ist ebenfalls fehlerbehaftet. Es lässt sich weiter auflösen:

$$n_d^2 = \left(\frac{d}{a} + \delta n_d \right)^2 \quad (\text{A.11})$$

$$n_d^2 = \left(\frac{d}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{a}{d} \delta n_d \right)^2 \quad (\text{A.12})$$

$$\Rightarrow n = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{a}{d} \delta n_d \right)^2 \quad (\text{A.13})$$

$$\Rightarrow A_{\text{err}} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{a}{d} \delta n_d \right)^2 a^2. \quad (\text{A.14})$$

Schließlich lässt sich der fehlerbehaftete Durchmesser berechnen:

$$d_{\text{err}} = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_{\text{err}}} \quad (\text{A.15})$$

$$d_{\text{err}} = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{a}{d} \delta n_d \right)^2 a^2} \quad (\text{A.16})$$

$$d_{\text{err}} = d \left(1 + \frac{a}{d} \delta n_d \right) = d + \delta d \quad (\text{A.17})$$

Damit lässt sich die systematische Unsicherheit, mit der der Tropfendurchmesser zu bestimmen ist, mit $\delta d = a \delta n_d$ angeben. Aufgrund der in Abbildung A.1 dargestellten Zusammenhänge lässt sich das Intervall, in dem δd zu suchen ist, auf $\pm 1/2 a$ eingrenzen. Da dieser Wert als rechteckverteilt angenommen wird, ergibt sich $\delta d = a/2\sqrt{3}$. Mit dieser Unsicherheit werden die Daten ausgewertet.

Es sei aufgegriffen, dass der als ideale Kugel angenommenene Durchmesser des Tropfens aus der Schattenfläche auf dem Kamerachip rekonstruiert wird. Die Auswirkungen einer etwaigen Verformung werden nur insofern berücksichtigt, als aus einer elliptischen Schattenfläche ein äquivalenter Durchmesser bestimmt wird. Formschwankungen in der dritten Dimension bleiben unerkannt. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Formschwankungen bei der großen Anzahl detektierter Tropfen als unwirksam erweisen. Für die Berechnung der deponierten Masse wird aus dem Äquivalenzdurchmesser d_{err} das Volumen V_{err} berechnet. Die systematische Unsicherheit δV , mit der das Volumen also bestimmt werden kann, lautet

$$\delta V = \frac{\pi}{2} d^2 \delta d = \frac{\pi}{2} d^2 \frac{a}{2\sqrt{3}} . \quad (\text{A.18})$$

A.2 Tropfengeschwindigkeit

Die Ungenauigkeit der detektierten Geschwindigkeiten v_x , v_y und v hängt von der Positionsunsicherheit $\delta x = \delta y = a/2\sqrt{3}$ und der Zeitungenauigkeit δt ab, die vom Hersteller der PTU, *LaVision GmbH*, mit $\delta t = 500 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ angegeben wird. Die Geschwindigkeiten werden wie folgt berechnet:

$$v_x = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (\text{A.19})$$

$$v_y = \frac{y_2 - y_1}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (\text{A.20})$$

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} . \quad (\text{A.21})$$

Darauf aufbauend ergibt sich am Beispiel der Vertikalgeschwindigkeit v_y nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung folgendes:

$$\begin{aligned} (\mathcal{U}v_y)^2 &= \left(\frac{\partial v_y}{\partial(\Delta y)} \delta(\Delta y) \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial(\Delta t)} \delta(\Delta t) \right)^2 \\ &= \left(\frac{\mathcal{U}(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(-\frac{\Delta y}{(\Delta t)^2} \mathcal{U}(\Delta t) \right)^2 \\ &= \left(\frac{\mathcal{U}(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(-v_y \frac{\mathcal{U}(\Delta t)}{\Delta t} \right)^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\mathcal{U}v_y)^2 &= \left(\frac{\delta(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(\frac{s(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(-v_y \frac{\delta(\Delta t)}{\Delta t} \right)^2 + \left(-v_y \frac{s(\Delta t)}{\Delta t} \right)^2 \\
&= \left(\frac{\delta(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(-v_y \frac{\delta(\Delta t)}{\Delta t} \right)^2 + (sv_y)^2 .
\end{aligned} \tag{A.22}$$

Die Unsicherheiten aufgrund zufälliger Fehler wurden in $(sv_y)^2$ zusammengefasst. Dieser Wert wird nach Gleichung (A.4) auf Basis der Anzahl an Stichproben bestimmt. Für v_y im zweiten Term der rechten Seite wird der jeweilige individuelle Wert verwendet. Wegen $\delta(\Delta t) = \sqrt{2} \delta t$ und $\delta(\Delta y) = \sqrt{2} \delta y = a/\sqrt{6}$ ergibt sich für die Unsicherheit $\mathcal{U}v_y$ der Vertikalgeschwindigkeit

$$\mathcal{U}v_y = \sqrt{\left(\frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \left(v_y \frac{\sqrt{2} \delta t}{\Delta t} \right)^2 + (sv_y)^2} . \tag{A.23}$$

Die Unsicherheit der Gesamtgeschwindigkeit lautet

$$\mathcal{U}v = \sqrt{\left(\frac{v_x}{v} \mathcal{U}v_x \right)^2 + \left(\frac{v_y}{v} \mathcal{U}v_y \right)^2} . \tag{A.24}$$

Die Unsicherheit, mit der die Geschwindigkeit v_{imp} bestimmt werden kann, mit der ein Primärtropfen auf die rotierende Aufpralloberfläche aufprallt, lässt sich aus der Bestimmungsgleichung

$$v_{\text{imp}} = v_r - v_{\text{Tr}} \text{ mit} \tag{A.25}$$

$$v_r = \omega R \text{ sowie} \tag{A.26}$$

$$v_{\text{Tr}} = v_y , \text{ wobei } v_{\text{Tr}} < 0 , \tag{A.27}$$

ableiten. Es sei vermerkt, dass auch die Umfangsgeschwindigkeit v_r am Ort R des Tropfenaufpralls mit einer Unsicherheit behaftet ist, die sich aus der systematischen Unsicherheit $\delta\omega$ der Kreisfrequenz und der zufälligen Lagestreuung sx_{Tr} der Primärtropfen vor dem Aufprall ergibt, wobei sx_{Tr} nach Gleichung (A.4) abgeschätzt und im Folgenden dennoch als *systematische* Unsicherheit des Aufprallradius verwendet wird ($sx_{\text{Tr}} := \delta R$). Somit folgt

$$\mathcal{U}v_r = \sqrt{(R \delta\omega)^2 + (\omega \delta R)^2} = \delta v_r \tag{A.28}$$

$$\mathcal{U}v_{\text{imp}} = \sqrt{(\mathcal{U}v_r)^2 + (\mathcal{U}v_{\text{Tr}})^2} \text{ mit } \mathcal{U}v_{\text{Tr}} \text{ nach Gleichung (A.23)} . \tag{A.29}$$

A.3 Charakteristisches kinetisches Zeitmaß

Das charakteristische kinetische Zeitmaß τ_k berechnet sich als Mittelwert nach

$$\bar{\tau}_k = \overline{(d_{\text{Tr}}/v_{\text{imp}})} . \tag{A.30}$$

Die Unsicherheit, mit der diese Größe bestimmt werden kann, berechnet sich nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung wie folgt:

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{U}\tau_k)^2 &= \left(\frac{\mathcal{U}d_{\text{Tr}}}{v_{\text{imp}}} \right)^2 + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} \mathcal{U}v_{\text{imp}} \right)^2 \\
 &= \underbrace{\left(\frac{\delta d_{\text{Tr}}}{v_{\text{imp}}} \right)^2 + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2}_{\equiv (\delta\tau_k)^2} + (s\tau_k)^2 .
 \end{aligned} \tag{A.31}$$

Wegen

$$(\delta d_{\text{Tr}})^2 = (\delta d)^2 = a^2/12 , \tag{A.32}$$

$$\begin{aligned}
 (\delta v_{\text{imp}})^2 &= \left(\frac{\delta(\Delta y)}{\Delta t} \right)^2 + \left(v_{\text{imp}} \frac{\delta(\Delta t)}{\Delta t} \right)^2 + (R\delta\omega)^2 + (\omega\delta R)^2 \\
 &= \left(\frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \left(v_{\text{imp}} \frac{\sqrt{2}\delta t}{\Delta t} \right)^2 + (R\delta\omega)^2 + (\omega\delta R)^2 ,
 \end{aligned} \tag{A.33}$$

$$\begin{aligned}
 (\delta\tau_k)^2 &= \left(\frac{a/2\sqrt{3}}{v_{\text{imp}}} \right)^2 + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} \frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} v_y \frac{\sqrt{2}\delta t}{\Delta t} \right)^2 + \dots \\
 &\quad + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} R\delta\omega \right)^2 + \left(\frac{\tau_k}{v_{\text{imp}}} \omega\delta R \right)^2
 \end{aligned} \tag{A.34}$$

sowie unter Berücksichtigung, dass die Gesamtunsicherheit $\mathcal{U}_{95}\bar{\tau}_k$ der mittleren Zeit $\bar{\tau}_k$ abgeschätzt werden soll, ergibt sich

$$\mathcal{U}_{95}\bar{\tau}_k = 2 \sqrt{\frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^n (\delta\tau_{k,i})^2 + \frac{1}{n} (s\tau_k)^2} . \tag{A.35}$$

A.4 Kennzahlen

Die beim Tropfenaufprall relevanten Kennzahlen sind in den Gleichungen (2.1) bis (2.4) definiert. Die Unsicherheiten der Kennzahlen werden auf Basis der gemittelten systematischen Unsicherheiten und der Standardmessunsicherheiten nach Gleichung (A.5) berechnet. Die physikalischen Eigenschaften von Wasser und Luft werden als konstant angenommen. Die Unsicherheiten δ aufgrund systematischer Unsicherheiten werden nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung ermittelt.

$$\begin{aligned}
(\delta \text{We})^2 &= \left(\frac{\partial \text{We}}{\partial d_{\text{Tr}}} \delta d_{\text{Tr}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{We}}{\partial v_{\text{imp}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2 \\
&= \left(\frac{\rho_{\text{liq}} v_{\text{imp}}^2}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \delta d \right)^2 + \left(2 \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}} v_{\text{imp}}}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2, \\
\delta \text{We} &= \left[\left(\frac{\rho_{\text{liq}} v_{\text{imp}}^2}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \frac{a}{2\sqrt{3}} \right)^2 + \left(2 \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}} v_{\text{imp}}}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \dots \right. \\
&\quad + \left(2 \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}} v_{\text{imp}}^2}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \frac{\sqrt{2} \delta t}{\Delta t} \right)^2 + \left(2 \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}} v_{\text{imp}}}{\sigma_{\text{liq,gas}}} R \delta \omega \right)^2 + \dots \\
&\quad \left. + \left(2 \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}} v_{\text{imp}}}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \omega \delta R \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \tag{A.36}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\delta \text{Re})^2 &= \left(\frac{\partial \text{Re}}{\partial d_{\text{Tr}}} \delta d_{\text{Tr}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{Re}}{\partial v_{\text{imp}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2 \\
&= \left(\frac{v_{\text{imp}}}{\nu_{\text{liq}}} \delta d \right)^2 + \left(\frac{d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{liq}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2, \\
\delta \text{Re} &= \left[\left(\frac{v_{\text{imp}}}{\nu_{\text{liq}}} \frac{a}{2\sqrt{3}} \right)^2 + \left(\frac{d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{liq}}} \frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \dots \right. \\
&\quad + \left(\frac{d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{liq}}} v_{\text{imp}} \frac{\sqrt{2} \delta t}{\Delta t} \right)^2 + \left(\frac{d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{liq}}} R \delta \omega \right)^2 + \dots \\
&\quad \left. + \left(\frac{d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{liq}}} \omega \delta R \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \tag{A.37}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\delta \text{Oh})^2 &= \left(\frac{\partial \text{Oh}}{\partial d_{\text{Tr}}} \delta d_{\text{Tr}} \right)^2 \\
&= \left(\frac{\mu_{\text{liq}}}{2\sqrt{\sigma_{\text{liq,gas}} \rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}}^3}} \delta d \right)^2, \\
\delta \text{Oh} &= \sqrt{\left(\frac{\mu_{\text{liq}}}{2\sqrt{\sigma_{\text{liq,gas}} \rho_{\text{liq}} d_{\text{Tr}}^{3/2}} a^{1/2\sqrt{3}}} \right)^2}. \tag{A.38}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\delta K)^2 &= \left(\frac{\partial K}{\partial d_{\text{Tr}}} \delta d_{\text{Tr}} \right)^2 + \left(\frac{\partial K}{\partial v_{\text{imp}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2 \\
 &= \left(\frac{\partial K}{\partial d_{\text{Tr}}} \delta d_{\text{Tr}} \right)^2 + \left(\frac{\partial K}{\partial v_{\text{imp}}} \delta v_{\text{imp}} \right)^2, \\
 \delta K &= \left[\sqrt{\frac{\rho_{\text{liq}}^2}{\sigma_{\text{liq,gas}}^2} \nu_{\text{liq}}} \left(\frac{(a/2\sqrt{3})^2}{d_{\text{Tr}}^{1/2}} + \sqrt{d_{\text{Tr}}^3 v_{\text{imp}}} \left(\frac{a/\sqrt{6}}{\Delta t} \right)^2 + \dots \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \sqrt{d_{\text{Tr}}^3 v_{\text{imp}}} \left(\frac{\sqrt{2} \delta t}{\Delta t} \right)^2 + \sqrt{d_{\text{Tr}}^3 v_{\text{imp}}} (R \delta \omega)^2 + \dots \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \sqrt{d_{\text{Tr}}^3 v_{\text{imp}}} (\omega \delta R)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \tag{A.39}
 \end{aligned}$$

A.5 Dimensionslose Aufprallzeit

Die Unsicherheit, der die individuell prognostizierte Aufprallzeit τ_i jedes Primärtropfens unterliegt, wird auf zweierlei Wegen bestimmt. Zum einen kann die Unsicherheit $\mathcal{U}\tau_i^1$ aus dem Blickwinkel der lateralen Kamera direkt mittels Fehlerfortpflanzung aus Gleichung (4.6) abgeleitet werden, wobei sich die Bestimmungsgleichung für die laterale Kamera wie folgt vereinfacht:

$$\tau_i^1 = -\frac{y_{\text{Tr},1}^1 - y_{\text{pad},1}^1 - 0,5d_{\text{Tr}}^1}{-v_{\text{Tr}}^1} = \quad \text{mit } v_{\text{Tr}}^1 < 0.$$

Die Unsicherheit, mit der die Aufprallzeit auf Basis der Daten der frontal ausgerichteten Kamera bestimmt werden kann, ergibt sich wie in den Abschnitten 4.6 und 4.10 beschrieben aus der mittleren Abweichung der Ausgleichsfunktion durch die Differenzen der Zeiten der $\Delta\tau_i = \tau_i^f - \tau_i^1$ für Primärtropfen, die von beiden Kameras detektiert wurden. Sowohl die Aufprallzeit τ_i^f als auch deren Unsicherheit $\mathcal{U}\tau_i^f$ werden für die zugehörigen Daten der Sekundärtropfen verwendet, die von der lateral ausgerichteten Kamera detektiert werden.

Die Unsicherheit $\mathcal{U}\tau_i^1$ berechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{U}\tau_i^1)^2 &= \left(\frac{\partial \tau_i^1}{\partial y_{\text{Tr},1}^f} \mathcal{U}(y_{\text{Tr},1}^1) \right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_i^1}{\partial y_{\text{pad},1}^1} \mathcal{U}(y_{\text{pad},1}^1) \right)^2 + \dots \\
 &\quad + \left(\frac{\partial \tau_i^1}{\partial d_{\text{Tr}}^1} \mathcal{U}(d_{\text{Tr}}^1) \right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_i^1}{\partial v_{\text{Tr}}^1} \mathcal{U}(v_{\text{Tr}}^1) \right)^2.
 \end{aligned}$$

Für die weitere Abschätzung der Unsicherheit wird die Dekomposition von \mathcal{U} nach Gleichung (A.1) durchgeführt. Die Unsicherheiten δ aufgrund systematischer Fehler sind aus Tabelle 4.1 auf Seite 63 bekannt bzw. aus vorangegangenen Berechnungen (δv_{Tr}^1). Die Beiträge aus zufälligen Fehlerquellen können bei der Berechnung der Tropfen-individuellen Aufprallzeit τ_i^1 nicht berücksichtigt werden. In der Standardabweichung lassen sich zufällige Fehler nicht von der natürlichen Variation der Aufprallzeit trennen. Ziel der Zuhilfenahme der Aufprallzeit war es schließlich, den Einfluss der zufälligen Durchmesser-, Lage- und Geschwindigkeitsschwankungen der Primärtropfen vor dem Aufprall bei der weiteren Auswertung der Daten drastisch zu reduzieren. Der Ausdruck für $\mathcal{U}_{95}\tau_i^1$ lautet somit

$$\mathcal{U}_{95}\tau^1 = 2 \sqrt{\left(\frac{\delta y}{v_{\text{Tr}}^1}\right)^2 + \left(\frac{\delta y_{\text{pad}}}{v_{\text{Tr}}^1}\right)^2 + \left(\frac{\delta d}{2 v_{\text{Tr}}^1}\right)^2 + \left(\frac{\tau^1 \delta v_{\text{Tr}}}{v_{\text{Tr}}^1}\right)^2} . \quad (\text{A.40})$$

A.6 Sekundärmasse und Massenverhältnis

Für den Volumenbeitrag V_q , der über alle n_q beitragenden Bilder eines Abtastintervalls gemittelt wird, ergibt hinsichtlich der Unsicherheit

$$\mathcal{U}_{95}V_q = 2 \sqrt{\frac{1}{n_q^2} \sum_{I=1}^{n_q} (\delta V_{I,q})^2 + \frac{1}{n_q} (sV_I)^2} , \quad (\text{A.41})$$

wobei sV_q die nach Gleichung (A.4) berechnete Unsicherheit infolge zufälliger Fehler bedeutet. Die Unsicherheit δV_I aufgrund systematischer Fehler hängt insbesondere von den systematischen Unsicherheiten $\delta\beta$ und δx_{imp} ab, mit denen die Schärfentiefe ψ nach Gleichung (3.10) auf Seite 43 sowie das Aufprallzentrum ermittelt werden können. Sie ergibt sich durch Ableitung der Fehlerfortpflanzungsgleichung nach Gleichung (4.12). Aufgeschlüsselt lautet die Unsicherheit des Bildvolumenbeitrags

$$\begin{aligned} (\delta V_I)^2 &= \left(V_I \frac{\delta\beta}{\beta}\right)^2 + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta}\right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(\frac{V_j}{d_j}\right)^2 ((\delta x)^2 + (\delta x_{\text{imp}})^2) + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta}\right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(V_j \frac{x_j - x_{\text{imp}}}{d_j} \frac{\delta d}{d_j}\right)^2 + \dots \\ &+ \left(\frac{\pi}{\beta}\right)^2 \sum_{j=1}^{n_I} \left(\frac{x_j - x_{\text{imp}}}{d_j} \delta V_j\right)^2 . \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}T_{a,q}$, mit der die Austauschzeit (Gleichung (4.17)) für das Zeitintervall q ermittelt werden kann, lautet

$$\mathcal{U}_{95}T_{a,q} = 2\sqrt{\frac{1}{(n_{q,I_q})^2} \sum_{j=1}^{n_{q,I_q}} (\delta T_{a,j})^2 + \frac{1}{n_q} (sT_{a,q})^2} . \quad (\text{A.43})$$

Der erste Summand unter der Wurzel versteht sich als Beitrag der systematischen Fehler infolge Fortpflanzung der individuellen Unsicherheiten,

$$(\delta T_{a,I,j})^2 = \left(\frac{\delta xy}{v_{xy,j}} \right)^2 + \left(T_{a,I,j} \frac{\delta v_{xy,j}}{v_{xy,j}} \right)^2 . \quad (\text{A.44})$$

Es kennzeichnet xy die jeweils für den individuellen Sekundärtropfen relevante Richtung, in der der Rand des Messvolumens zuerst erreicht wird.

Auch der Volumenstrom \dot{V}_q , der sich nach Gleichung (4.15) berechnet, unterliegt einer Unsicherheit, die sich mittels Fehlerfortpflanzung berechnet lässt:

$$\mathcal{U}_{95}\dot{V}_q = \sqrt{\left(\frac{\mathcal{U}_{95}V_q}{T_{a,q}} \right)^2 + \left(\dot{V}_q \frac{\mathcal{U}_{95}T_{a,q}}{T_{a,q}} \right)^2} . \quad (\text{A.45})$$

Da die Intervallbreite $\Delta\tau_q$ als definierte Größe mit keiner Unsicherheit belegt ist, lässt sich die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}V_{\text{tot}}$, mit der das gesamte Sekundärvolumen nach Gleichung (4.18) bestimmt werden kann, wie folgt angeben:

$$\mathcal{U}_{95}V_{\text{tot}} = 2\sqrt{\sum_{q=0}^n \left[(\Delta\tau_q \mathcal{U}_{95}\dot{V}_q)^2 \right]} . \quad (\text{A.46})$$

Schließlich lautet die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}\eta$, die mit dem deponierten Massenverhältnis nach Gleichung (4.20) verknüpft ist:

$$\mathcal{U}_{95}\eta = \sqrt{\left(\frac{\mathcal{U}_{95}V_{\text{tot}}}{\bar{V}_{\text{Tr}}} \right)^2 + \left(\frac{V_{\text{tot}}}{\bar{V}_{\text{Tr}}} \right)^2 \left(\frac{\mathcal{U}_{95}V_{\text{Tr}}}{\bar{V}_{\text{Tr}}} \right)^2} . \quad (\text{A.47})$$

Die Unsicherheit $\mathcal{U}_{95}V_{\text{Tr}}$ des Primärtropfen Volumens setzt sich zusammen aus einem Beitrag δV_{Tr} aus systematischen und einem Beitrag sV_{Tr} aus zufälligen Fehlern. Die Unsicherheit δV_{Tr} wird nach Gleichung (A.18) berechnet, der Beitrag sV_{Tr} nach Gleichung (A.4).

Über diese Unsicherheiten für das Sekundärvolumen hinaus lässt sich nach Weiss (1993) eine weitere systematische Fehlerquelle bei der Rekonstruktion der Sekundärmasse identifizieren. Mit dem durch

$$\alpha = \pi \frac{x}{\psi} \quad (\text{A.48})$$

definierten Extrapolationsfaktor für die Sekundärtropfeneinzelmasse in Umfangsrichtung wird ein Fehler gemacht, weil anstelle der Bogenlänge λ_j aus Abbildung 4.7 die individuelle Schärfentiefe ψ_j verwendet wird (vgl. Gleichung (4.12)). Hieraus ergibt sich eine Unsicherheit bei der Bestimmung von V_j . Um diesen Fehler gering zu halten, regt Weiss (1993) an, für den Abstand x_j zwischen Aufprallzentrum und Sekundärtropfen bei gegebener Schärfentiefe ψ_j einen Minimalwert $x_{j,\min}$ festzulegen. Anhand der geometrischen Zusammenhänge in Abbildung 4.7 auf Seite 59 lässt sich der mindeste erforderliche Abstand zwischen Aufprallmittelpunkt und Sekundärtropfen definieren, wenn wie in dieser Arbeit eine maximale Abweichung zwischen r_j und x_j von 5% zugelassen wird. Daraus ergeben sich ein maximaler Mittelpunktswinkel von $\varepsilon_{\max} = 36,4^\circ$ sowie eine Abweichung von 1,7% zwischen s_j und ψ_j . Dementsprechend beträgt der bei der Datenauswertung geringste akzeptierte Abstand eines Sekundärtropfens zum Aufprallmittelpunkt

$$|x_{j,\min}| = \frac{\psi_j}{2 \tan \varepsilon_{\max}/2} \approx 1,5 \cdot \psi_j . \quad (\text{A.49})$$

Auf diese Weise tragen alle Sekundärtropfen zur Auswertung bei, für die $x_{j,\min} \geq 0,6 \cdot d_{\text{Tr}}$ gilt. Die gewählte Toleranz stellt sich als schwache Einschränkung heraus, solange die Rekonstruktion des Aufprallmittelpunkts zuverlässig erfolgt.

Dennoch lässt sich der resultierende Restfehler $\delta\alpha$ aufgrund des vereinfachten Extrapolationsfaktors überschlagen. Streng genommen müsste der Extrapolationsfaktor

$$\alpha_{\text{exakt}} = \pi \frac{\sqrt{x_j^2 + z_j^2}}{\lambda_j} \quad (\text{A.50})$$

lauten. Der relative Fehler, der diesbezüglich gemacht wird, beträgt

$$\delta\alpha = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_{\text{exakt}}} = 1 - \frac{2x_j}{\psi} \arctan\left(\frac{z_j}{x_j}\right) . \quad (\text{A.51})$$

Er ist statistisch gleichverteilt und wird für $z = \pm\psi/2$ maximal. $\delta\alpha$ lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\delta\alpha_{\max} = 1 - \frac{2x_j}{\psi} \arctan\left(\frac{\psi}{2x_j}\right) . \quad (\text{A.52})$$

Für jeden Datensatz detektierter Sekundärtropfen lässt sich daraus ein mittlerer maximaler Fehler berechnen. Er beträgt für alle vorgestellten Messreihen weniger als $2 \cdot 10^{-4}$. Dieser systematische Messfehler fällt im Vergleich zu den zuvor genannten Unsicherheiten gering aus. Er wird daher bei den Fehlerangaben vernachlässigt.

B Frei fallende Tropfen

Im freien Fall befindliche Tropfen unterliegen bis zum Erreichen einer gewissen Endgeschwindigkeit einer Beschleunigung. Der Zeitverlauf der Beschleunigung wird im folgenden Abschnitt behandelt. Daran schließt sich die Betrachtung des Schwingungsverhaltens der frei fallenden Tropfen an. Diese wurde der Literatur entnommen.

B.1 Bewegungsgleichung

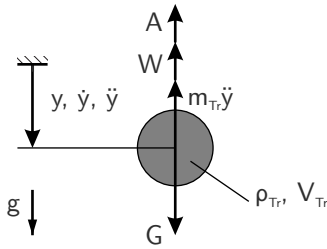


Abbildung B.1: Schema der am frei fallenden Tropfen angreifenden Kräfte: Der aerostatische Auftrieb A , der aerodynamische Widerstand W , die Massenträgheit $m\ddot{y}$ sowie die treibende Gewichtskraft G .

vertikale Endgeschwindigkeit erreicht haben. Zur Auslegung der Versuchsbedingungen ist eine Vorabschätzung der Aufprallgeschwindigkeit nötig. Zu diesem Zweck wurde die Bewegungsdifferentialgleichung eines frei fallenden, kugelförmigen, starren Flüssigkeitstropfens ohne innere Zirkulation und ohne Drehimpuls hergeleitet. Das Vorgehen entspricht grundsätzlich dem von Reske (1987). In Abbildung B.1 ist die Situation schematisch dargestellt. Die Basisdifferentialgleichung lautet entsprechend

$$m_{Tr}\ddot{y} + A + W = G ,$$

Der folgende Abschnitt gibt Ausschnitte aus der Studienarbeit von Brinkmann wieder¹⁴.

In der Literatur lässt sich die quasistationäre vertikale Endgeschwindigkeit v_{\max} eines frei fallenden Tropfens finden (Wallis, 1974; Kalb, 2001). Sie berechnet sich aus dem Kräftegleichgewicht aus Gewichtskraft G , aerostatischem Auftrieb A und aerodynamischem Widerstand W . Somit gilt für v_{\max}

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{1}{c_w} \frac{4}{3} \frac{\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}} d_{Tr} g} ,$$

wobei c_w den Widerstandsbeiwert bezeichnet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist nicht davon auszugehen, dass die Primärtropfen vor ihrem Auftreffen bereits ihre quasistationäre

¹⁴Benjamin W. Brinkmann, *Experimentelle Studie zum Aufprall einzelner Flüssigkeitstropfen bei hohen Weberzahlen*, Studienarbeit 502, Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Braunschweig.

wobei sich die Masse mit $m_{\text{Tr}} = \rho_{\text{liq}} V_{\text{Tr}}$, der aerostatische Auftrieb mit $A = g \rho_{\text{gas}} V_{\text{Tr}}$, der aerodynamische Widerstand mit $W = c_w S_{\text{Tr}} \rho_{\text{gas}} / 2 \dot{y}^2 \text{sign}(\dot{y})$ und die Gewichtskraft mit $G = \rho_{\text{liq}} V_{\text{Tr}} g$ angeben lässt. Es sei vermerkt, dass für das Tropfenvolumen $V_{\text{Tr}} = \pi/6 d_{\text{Tr}}^3$ und die Stirnfläche des Tropfens $S_{\text{Tr}} = \pi/4 d_{\text{Tr}}^2$ gilt. Diese Zusammenhänge eingesetzt lautet die Gleichung

$$\ddot{y} + c_w \frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}} \frac{1}{d_{\text{Tr}}} \dot{y}^2 \text{sign}(\dot{y}) = \left(1 - \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}}\right) g .$$

Der Widerstandsbeiwert c_w einer Kugel ist von der aerodynamischen Reynoldszahl Re_{ae} abhängig und berechnet sich laut Schade u. a. (1980, S. 350) nach

$$c_w = \frac{24}{\text{Re}_{\text{ae}}} \left(1 + 0,110 \sqrt{\text{Re}_{\text{ae}}}\right)^2 .$$

Dieser Formelzusammenhang gibt den Widerstandsbeiwert einer Kugel bis zu einer Reynoldszahl von $\text{Re}_{\text{ae}} = 6000$ gut wieder.

Um obige Differentialgleichung kompakter zu schreiben, werden folgende Definitionen eingeführt:

$$\begin{aligned} c_w \frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}} \frac{1}{d_{\text{Tr}}} &=: \zeta \\ \left(1 - \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}}\right) g &=: \gamma \\ \ddot{y} &=: \dot{v}_{\text{Tr}} \\ \dot{y} &=: v_{\text{Tr}} . \end{aligned}$$

Schließlich lautet die Bewegungsdifferentialgleichung für einen im freien Fall befindlichen Flüssigkeitstropfen

$$\dot{v}_{\text{Tr}} = \gamma - \zeta v_{\text{Tr}}^2 \text{sign}(v_{\text{Tr}}) .$$

Diese Gleichung geht für $\dot{v}_{\text{Tr}} \rightarrow 0$ wie zu erwarten in obige Gleichung für v_{max} über.

Als für den freien Fall relevante Lösung von der Differentialgleichung liefert das Programm *Maple 9* folgendes:

$$\begin{aligned} v_{\text{Tr}}(t) &= \sqrt{\frac{\gamma}{\zeta}} \tanh\left((t + C_1) \sqrt{\gamma \zeta}\right) \\ y(t) &= \frac{1}{\zeta} \ln \left[\cosh\left((t + C_1) \sqrt{\gamma \zeta}\right) \right] + C_2 . \end{aligned}$$

Mit den Anfangsbedingungen $v_{\text{Tr}}(t = 0) = 0$ sowie $y(t = 0) = 0$ ergeben sich die Integrationskonstanten zu $C_1 = 0 \text{ s}$ und $C_2 = 0 \text{ m}$. Für die praktische Anwendung der gefundenen Formelzusammenhänge ist es hilfreich, die lokale Momentangeschwindigkeit eines Tropfens an einem Ort y zu kennen. Hierzu wird die

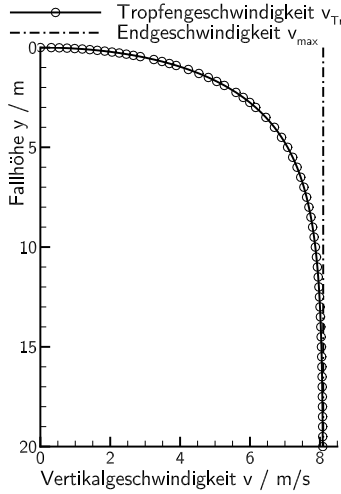


Abbildung B.2: Geschwindigkeitsverlauf v_{Tr} eines Einzeltropfens mit dem Durchmesser $d_{Tr} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ entlang der Fallstrecke y . Es herrschen die Umgebungsbedingungen $\vartheta_{\infty} = 293,15 \text{ K}$ und $p_{\infty} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$.

Gleichung

$$t(y) = \frac{1}{\sqrt{\gamma\zeta}} \operatorname{arcosh}(\exp(y\zeta))$$

herangezogen, die sodann zur Berechnung von $v_{Tr}(t(z))$ verwendet werden kann. All diese Gleichungen sind wegen $c_w = f(v_{Tr})$ jedoch iterativ zu lösen.

In Abbildung B.2 ist der Verlauf der Vertikalgeschwindigkeit eines frei fallenden Flüssigkeitstropfens dargestellt. Die theoretische Endgeschwindigkeit von $v_{\max} = 8,1 \text{ m/s}$ für einen Tropfen der Größe $d_{Tr} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ bei der Umgebungstemperatur $\vartheta_{\infty} = 293,15 \text{ K}$ und dem Umgebungsdruck $p_{\infty} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ wird asymptotisch erreicht.

B.2 Eigenschwingverhalten

Ein frei fallender Tropfen zeigt ein Schwingungsverhalten. Laut Frohn u. Roth (2000) lässt sich das Eigenschwingverhalten von Flüssigkeitstropfen unter Gravitationseinfluss in einem umgebenden Gas wie folgt beschreiben:

$$\omega_e^2 = 8 \frac{\sigma_{\text{liq,gas}}}{d_{Tr}^3} \frac{m(m+1)(m+2)(m-1)}{m\rho_{\text{gas}} + (m+1)\rho_{\text{liq}}} , \quad (\text{B.1})$$

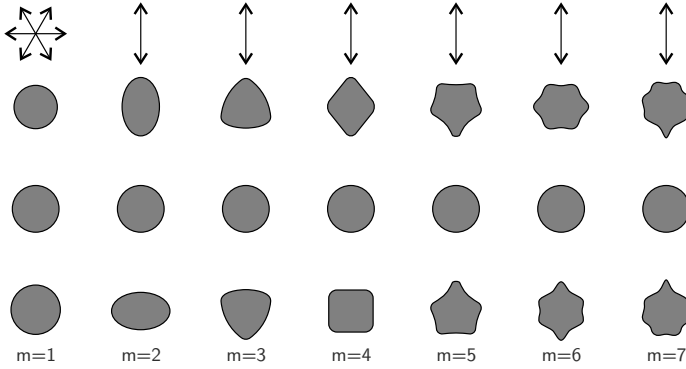


Abbildung B.3: Eigenmoden eines schwingenden Tropfens nach Frohn u. Roth (2000, Bild 1.11) ergänzt um die Mode $m = 1$.

wobei die geringste auftretende Eigenschwingfrequenz ω_e bei der Mode $m = 2$ erreicht wird. Die Moden $m = 0$ bzw. $m = 1$ entsprechen der Bewegung des Tropfens bzw. seiner Ausdehnung. Die Schwingungsdauer T_m der Mode m lautet entsprechend

$$T_m = \sqrt{\frac{\pi}{4} \frac{d_{\text{Tr}}^3}{\sigma_{\text{liq,gas}}} \frac{m \rho_{\text{gas}} + (m+1) \rho_{\text{liq}}}{m(m+1)(m+2)(m-1)}}. \quad (\text{B.2})$$

Die typischen Schwingungsmoden sind in Abbildung B.3 dargestellt.

C Betrachtung der ausgeprägten Filmströmung

In Anlehnung an die Diplomarbeit von Rohwedder¹⁵ wird die ausgeprägte Filmströmung auf der benetzten Aufpralloberfläche betrachtet. Abbildung C.1 zeigt schematisch den Film unter Einfluss von Rotation und Gravitation. Ausgangs-

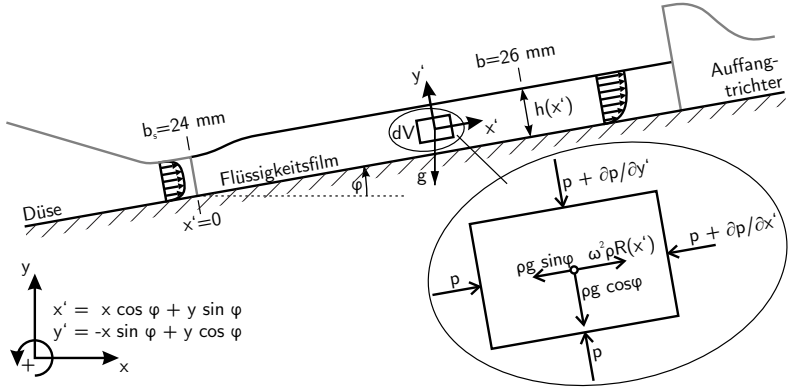


Abbildung C.1: Schematische Darstellung des Flüssigkeitsfilms, der eine rotatorisch bewegte Oberfläche benetzt. Neben der Rotation wirkt zudem die Gravitation. Die Fließrichtung ist durch die Geschwindigkeitsprofile in der Düse und im freien Film angedeutet.

punkt der Betrachtung sind die stationären inkompressiblen viskosen Impulsgleichungen in x' - und y' -Richtung unter Berücksichtigung von Volumenkräften sowie die Kontinuitätsgleichung.

$$\text{Kontinuität} \quad \frac{\partial u}{\partial x'} + \frac{\partial v}{\partial y'} = 0$$

$$x'\text{-Impuls} \quad u \frac{\partial u}{\partial x'} + v \frac{\partial u}{\partial y'} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x'} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y'^2} \right) - g \sin \varphi + R(x') \omega^2$$

$$y'\text{-Impuls} \quad u \frac{\partial v}{\partial x'} + v \frac{\partial v}{\partial y'} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y'} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y'^2} \right) - g \cos \varphi$$

¹⁵Vivien M. Rohwedder, *Experimentelle Untersuchung des benetzten Tropfenaufpralls bei hohen Weberzahlen*, Diplomarbeit Nr. 410, Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Braunschweig.

Da die ausgeprägte Filmströmung betrachtet werden soll, werden die Gradienten in x' -Richtung vernachlässigt. Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich die Geschwindigkeit in y' -Richtung unmittelbar zu Null. Ferner liefert die Impulsgleichung in y' -Richtung wie erwartet die hydrostatische Grundgleichung des vorliegenden Problems:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial y'} &= -\rho g \cos \varphi \text{ liefert} \\ p &= \rho g \cos \varphi (h(x') - y') + p_0 .\end{aligned}$$

Die Impulsgleichung in x' -Richtung liefert Folgendes:

$$\begin{aligned}\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y'^2} &= \rho (g \sin \varphi - R(x')\omega^2) \\ \Rightarrow \mu \frac{\partial u}{\partial y'} &= \rho (g \sin \varphi - R(x')\omega^2) y' + C_1 .\end{aligned}$$

Da bei der ausgeprägten Filmströmung angenommen werden kann, dass die Schubspannung an der Phasengrenze Flüssigkeit–Luft verschwindet, ergibt sich aus

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y'} \Big|_{y'=h} = \tau_{\text{Grenz}} = 0$$

die Integrationskonstante C_1 zu

$$C_1 = -\rho h (g \sin \varphi - R(x')\omega^2) .$$

Wegen $u(y' = 0) = 0$ liefert der nächste Integrationsschritt

$$u(y') = \frac{\rho}{\mu} (g \sin \varphi - R(x')\omega^2) \left(\frac{1}{2} y'^2 - h y' \right) .$$

Die mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_∞ der ausgeprägten Filmströmung, die durch Zentripetalbeschleunigung $R(x')\omega^2$ und Erdbeschleunigung g getrieben wird, lautet nach erneuter Integration

$$\begin{aligned}\bar{u}_\infty &= \frac{1}{h} \int_0^h u(y') \, dy' \\ &= \frac{1}{h} \frac{\rho}{\mu} (g \sin \varphi - R(x')\omega^2) \left[\frac{1}{6} y'^3 - \frac{1}{2} h y'^2 \right]_0^h \\ &= \frac{1}{3} \frac{\rho}{\mu} (R(x')\omega^2 - g \sin \varphi) h^2 .\end{aligned}$$

Mit Kenntnis des Volumenstroms Q und der lokalen Filmbreite $b(x')$ ergibt sich wegen $Q = \bar{u}_\infty \bar{h}_\infty b(x')$ für die Filmdicke \bar{h}_∞ der ausgeprägten Filmströmung

$$\bar{h}_\infty = \sqrt[3]{\frac{3\mu Q}{\rho b(x') (R(x')\omega^2 - g \sin \varphi)}} .$$

Tabelle C.1: Nominelle Weberzahl We_{nom} und Filmdicke h_{nom} , Volumenstrom Q , Kreisfrequenz ω der Rotation, aufgeweitete Filmbreite $b_s + \Delta b$, Dichte ρ_{liq} und dynamische Viskosität μ_{liq} der Flüssigkeit, mittlere Dicke \bar{h}_∞ sowie mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_∞ der ausgebildeten Filmströmung im quasistationären Zustand laut Impulsgleichung. Lage Aufprallposition Radius $R = 390 \cdot 10^{-3}$ m und Drehwinkel $\varphi = 0^\circ$.

We_{nom}	700	700	3.500	3.500	5.000
$h_{\text{nom}} / 10^{-3} \text{ m}$	0,3	0,5	0,3	0,5	0,3
$Q / 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$	12,50	20,83	12,50	20,83	12,50
$\omega / 1/\text{s}$	0,00	0,00	2,55	2,55	3,39
$b_s + \Delta b / 10^{-3} \text{ m}$	26,0	26,0	26,0	26,0	26,0
$\rho_{\text{liq}} / \text{kg}/\text{m}^3$	997,07	997,15	997,79	997,15	998,14
$\mu_{\text{liq}} / 10^{-6} \text{ Ns}/\text{m}^2$	870,4	882,5	933,5	876,4	970,1
$\bar{h}_\infty / 10^{-3} \text{ m}$	∞	∞	0,24	0,28	0,20
$\bar{u}_\infty / \text{m}/\text{s}$	0,0	0,0	2,02	2,90	2,41

Im quasistationären Zustand hängt die Filmdicke der ausgeprägten Filmströmung nur von der Kreisfrequenz ω , der lokalen Aufprallposition $R(x')$ und dem Drehwinkel φ ab. Für $\omega \equiv 0$ und $\varphi \equiv 0$ würde der Film also unendlich dick werden. In den Experimenten hat die Filmströmung jedoch auch im Fall des still stehenden Rads eine Fließgeschwindigkeit ungleich null.

Im Umkehrschluss lässt sich daraus im folgern, dass die Filmströmung noch keinen quasistationären Zustand erreicht hat, sobald sie abgesaugt wird. Die Annahmen $\partial u / \partial x' = 0$, $\partial v / \partial y' = 0$, $\partial p / \partial x' = 0$ sowie $v = 0$ sind nicht gerechtfertigt. Zudem kann mit Wirkung der Zentrifugalträghheit $R(x')\omega^2$ streng genommen niemals $\partial / \partial x' = 0$ gelten. Die oben dargestellten Zusammenhänge liefern nur einen Anhaltspunkt für die zu erwartende Entwicklung der Strömung, nachdem der Film aus der Düse ausgetreten ist. Tabelle C.1 stellt die Ergebnisse für die betrachteten Fälle zusammen.

D Bestimmung der bildindividuellen Aufprallflächenposition

Aufgrund der Ungenauigkeit der Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrads sind trotz phasenstarrer Messung leichte Schwankungen der Lage der Aufprallfläche in den Messbildern hinzunehmen. Um diese Schwankungen für die Auswertung der Bilddaten herauszurechnen, wurde die Lage der Aufpralloberfläche aus den Messbildern rekonstruiert. Dazu war es notwendig, Bildkorrelationen¹⁶ durchzuführen, um anhand von Musterverschiebungen in den Messbildern die bildindividuelle Verschiebung der Aufpralloberfläche gegenüber einer bekannten Referenz zu ermitteln. Die Position der Oberfläche im Referenzbild konnte anhand der Spiegelung des Primärtropfens auf der Aufpralloberfläche präzise ermittelt werden. Die Verschiebung der Oberfläche gegenüber der Referenz wurde aus den vom *DaVis FlowMaster* berechneten Verschiebungsvektoren durch Mittelung berechnet.

Abbildung D.1 zeigt das Referenzbild, ein beispielhaftes Messbild und die resultierenden Verschiebungsvektoren beim trockenen Aufprall. Für den gelb gekennzeichneten Bereich wurden die Verschiebungsvektoren anhand der charakteristischen Musterung der Seitenfläche der Aufpralloberfläche berechnet. Der grüne Bereich kennzeichnet den Ausschnitt, für den die Verschiebungsvektoren zur Mittelung der Vektoren zugelassen werden, um die Lage der Aufpralloberfläche zu bestimmen. Abbildung D.2 zeigt das Referenzbild, ein beispielhaftes Messbild und die resultierenden Verschiebungsvektoren beim benetzten Aufprall. Für den gelb gekennzeichneten Bereich wurden die Verschiebungsvektoren anhand der Kante des Absaugtrichters berechnet. Der grüne Bereich kennzeichnet den Ausschnitt, für den die Verschiebungsvektoren zur abschließenden Mittelung der Vektoren zugelassen werden, um die Lage der Aufpralloberfläche zu bestimmen. Der Radiusunterschied zwischen dem ungefähren Aufprallzentrum und der Lage der Verschiebungsvektoren wird mittels Strahlensatz berücksichtigt.

Für den Fehler, der bei der Lagerekonstruktion der Aufpralloberfläche beim trockenen Aufprall gemacht wird, wird ein normalverteiltes Intervall angenommen. Im trockenen Fall ergibt sich für die zugrundeliegende systematische Unsicherheit $\delta y_{\text{pad}} = 8,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ¹⁷. Im benetzten Fall ist die Rekonstruktion der Positionsbestimmung des Aufprallkörpers wegen der fehlenden sichtbaren Musterung weniger

¹⁶Für eingehende Erläuterung dieses Verfahrens sei auf Raffel u. a. (2007) verwiesen.

¹⁷ $M \cdot px = a = 8,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

D Bestimmung der bildindividuellen Aufprallflächenposition

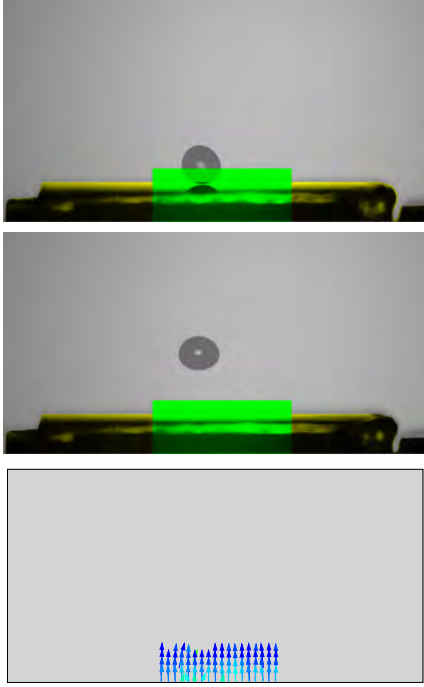


Abbildung D.1: Rekonstruktion der Lage y_{pad}^1 der Aufpralloberfläche für den trockenen Aufprall. Referenzbild (oben), Messbild (mitte), Verschiebungsvektoren (unten). Gelb hinterlegter Bereich: charakteristische Musterung, grün hinterlegter Bereich Mittelungsbereich der Verschiebungsvektoren.

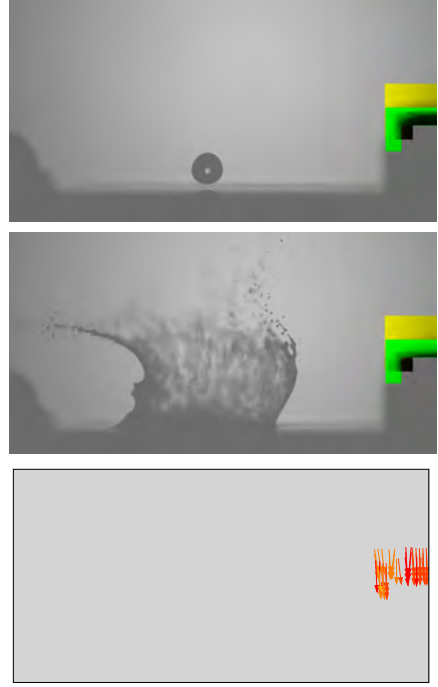


Abbildung D.2: Rekonstruktion der Lage y_{pad}^1 der Aufpralloberfläche für den benetzten Aufprall. Referenzbild (oben), Messbild (mitte), Verschiebungsvektoren (unten). Gelb hinterlegter Bereich: charakteristische Kontur, grün hinterlegter Bereich Mittelungsbereich der Verschiebungsvektoren.

präzise als im trockenen Fall. Hinzu kommt die Unsicherheit der Filmdicke, so dass sich die systematische Unsicherheit für die Lage der Aufpralloberfläche auf $\delta y_{\text{pad}} = 26,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ beläuft.

Das beschriebene Vorgehen ist nur im Falle eines rotierenden Schwungrads notwendig. Für die Messung mit benetzter Aufprallfläche bei $We_{\text{nom}} = 700$ findet keine Bildkorrelation statt. Es erfolgt lediglich die Übertragung der ausgewählten Referenzposition auf alle Bilder. Die systematische Unsicherheit δy_{pad} beinhaltet beim still stehenden Schwungrad nur die Unsicherheit der Filmdicke.

E Aerodynamischer Widerstand der Sekundärtropfen

Nach Faßmann u. a. (2013) lässt sich die Reduktion der Fluggeschwindigkeit der Sekundärtropfen im Wesentlichen auf den aerodynamischen Widerstand W reduzieren, den die Sekundärtropfen erfahren. Die entsprechende Bewegungsdifferentialgleichung lässt sich wie folgt annähern:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v}_q \approx \frac{\Delta \mathbf{v}_q}{\Delta t} \approx \frac{W}{m} , \quad (\text{E.1})$$

wobei der Widerstand W zu

$$W = -c_w \frac{\pi}{4} d^2 \frac{\rho_{\text{gas}}}{2} \mathbf{v}_q^2 , \text{ mit } m = \frac{\pi}{6} d^3 \rho_{\text{liq}} \quad (\text{E.2})$$

abgeschätzt wird und die Gravitation sowie der hydrostatische Auftrieb vernachlässigt werden. Daraus ergibt sich nach Gleichung (5.1)

$$\Delta \mathbf{v}_q \approx -c_w \frac{3}{4d} \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{liq}}} \mathbf{v}_q^2 \Delta t .$$

Der Diskretisierungszeitschritt Δt wird zu $\Delta \tau_q$ gewählt und der Widerstandsbeiwert c_w wegen der geringen Reynoldszahl im Bereich von $\text{Re} = \mathcal{O}(10^2)$ anhand

$$c_w \approx 0.2924 \left(1 + \frac{9.06}{\sqrt{\text{Re}}} \right)^2 \quad (\text{E.3})$$

bestimmt. Dieser Wert ist laut Abraham (1970) für Kugeln im Bereich $0 \leq \text{Re} \leq 5,000$ gültig.

F Vergleich gleicher Aufprallweberzahlen

Ein direkter Vergleich zwischen Aufprallvorgängen bei still stehender und bei drehender Aufpralloberfläche ist mit dem vorgestellten Versuchsstand nur bei einer Aufprallweberzahl von $We = 1.000$ möglich. Dies ist die maximal erreichbare Aufprallweberzahl im still stehenden Fall. Dieser Wert liegt jedoch unterhalb jeder in der Literatur angegebenen relevanten Splashing-Grenze. Anhand der durchgeführten exemplarischen Messungen lässt sich entsprechend kein Unterschied beim Aufprallvorgang feststellen, wie Abbildung F.1 exemplarisch zeigt (vgl. Faßmann u. Möller (2011)).



Abbildung F.1: Vergleich der Aufprallszenarien bei gleicher Weberzahl. Links bei stillstehender Aufprallfläche rechts bei bewegter Aufprallfläche. Tropendurchmesser ca. $d_{Tr} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

G Chemische und physikalische Eigenschaften des Trinkwassers

Die Zeiträume der Messkampagnen der vorliegenden Arbeit sind in der Tabelle G.1 dargestellt. Eine chemisch-physikalische Untersuchung des verwendeten Trinkwassers hat im Rahmen dieser Studie nicht stattgefunden. Über die Qualität und Eigenschaften des Trinkwassers schreibt der lokale Wasserversorger Braunschweigs, die Firma *BS/Energy*, mit Datum des 13.02.2013 jedoch folgendes:

[...] Im Anhang finden Sie die Stadtwasseranalyse für das Jahr 2011. Die meisten Ortsteile von Braunschweig werden mit Trinkwasser aus der Ecker- und Granetalsperre beliefert, die eine Gesamthärte von 3,4 °dH aufweist. Manchen Ortsteilen von Braunschweig (das östliche Stadtgebiet und Teile der Innenstadt) wird in geringem und teilweise auch zeitlich begrenztem Maße Wasser aus dem Wasserwerk Bienroder Weg zugemischt. Dieses Wasser erhöht die Gesamthärte auf max. 7 °dH. Diese Erhöhung ist bei den *max*-Werten der beigefügten Analyse berücksichtigt. [...]

Das von der *BS/Energy* zur Verfügung gestellte Datenblatt ist auf der Folgeseite abgedruckt. Auf Rückfrage, ob das damalige Institutsgebäude des Instituts für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig von der angesprochenen, zeitweisen Beimischung betroffen war, wurde ebenfalls am 13.02.2013 die folgende Antwort gegeben:

[...] der Bienroder Weg 3 liegt in unmittelbarer Nähe zum Wasserwerk Bienroder Weg und wird daher sicherlich von der Beimischung betroffen gewesen sein. [...]

Damit lässt sich festhalten, dass die Eigenschaften des Trinkwassers für die Experimente mit der benetzten Aufpralloberfläche sich nicht exakt rekonstruieren lassen.

Tabelle G.1: Zeiträume der Messungen

Qualifizierung Tropfengenerator	08. Mai 2011
Tropfenaufprall auf die trockene Wand	26. April 2011 bis 06. Mai 2011
Tropfenaufprall auf die benetzte Wand	06. April 2011 bis 24. April 2011

Chemisch – physikalische Untersuchung

Probe	Stadtwasser
Datum	Januar 11
Geruch, qualitativ	ohne
Bodensatz	ohne
Farbe, qualitativ	farblos
Trübung, qualitativ	keine

pH - Wert	8,1 - 9,1
-----------	-----------

		Mittel-	Max-Werte	Grenzwert nach TVO
Leitfähigkeit		145	335	2500 µS/cm
Gesamthärte		3,4 0,60 mmol/l	7,0 °dH 1,25 mmol/l	
Karbonathärte		1,8	3,7	°dH
Säurekapazität bis 4,3		0,63	1,31	mmol/l
Säurekapazität bis 8,2		0,03	-	mmol/l
Calcium	Ca	20,0	39,8	mg/l
Magnesium	Mg	2,9	4,2	mg/l
Natrium	Na	5,9	18,2	200 mg/l
Kalium	K	0,8	1,2	mg/l
Eisen	Fe	0,02	0,03	0,20 mg/l
Mangan	Mn	< 0,01	0,01	0,05 mg/l
Aluminium	Al	20,4	24,7	200 µg/l
Blei	Pb	< 0,2	0,8	25 µg/l *
Cadmium	Cd	< 0,1	0,1	5 µg/l
Chrom	Cr	0,3	0,4	50 µg/l
Kupfer	Cu	1,2	9,5	2000 µg/l
Nickel	Ni	0,7	0,9	20 µg/l
Zink	Zn	20,5	26,2	µg/l

Ammonium	NH ₄	0,03	0,04	0,5 mg/l
Fluorid	F	0,05	0,08	1,5 mg/l
Nitrit	NO ₂	0,01	0,03	0,1 mg/l
Nitrat	NO ₃	4,2	6,3	50 mg/l
Chlorid	Cl	8,9	22,6	250 mg/l
Sulfat	SO ₄	26,9	57,8	240 mg/l
Phosphat	PO ₄	< 0,1	0,1	6,7 mg/l

Kieselsäure	SiO ₂	6,1	8,1	mg/l
-------------	------------------	-----	-----	------

* ab 01.12.2013 10 µg/l



Technische
Universität
Braunschweig

© Technische Universität Braunschweig
Niedersächsisches Forschungszentrum für Luftfahrt
Hermann-Blenk-Straße 27
38108 Braunschweig
Telefon +49 531 391-9822
Telefax +49 531 391-9804
nfl@tu-braunschweig.de
www.tu-braunschweig.de/nfl

ISBN 978-3-928628-72-3